

LEBENSDAUER
UND SPINAUSRICHTUNG
DES $^{12}\text{C}+^{24}\text{MG}$ DOPPELKERNS
IN UMLAUFREAKTIONEN

Andrea Glaesner

Digitized by the Internet Archive
in 2026

**LEBENSDAUER UND SPINAUSRICHTUNG
DES $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ DOPPELKERNS
IN UMLAUFREAKTIONEN**

**Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München**

**vorgelegt von
Andrea Glaesner
aus Bonn**

München, den 6. Dezember 1985

1. Gutachter: Prof. W. Hering

2. Gutachter: Prof. S. Skorka

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juni 1986

Zusammenfassung

Der Übergang von gedämpften Reaktionen zu molekularen Resonanzen wurde am Beispiel von $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ - Umlaufreaktionen untersucht. Als neue, charakteristische Größen für diese Reaktionskomponente wurden die Spinausrichtung der Fragmente aus Teilchen- γ -Winkelkorrelationen und die Kohärenzbreite des intermediären Systems aus Anregungsfunktionen ermittelt.

Da Umlaufreaktionen bei Rückwärtswinkeln dominieren, wurde das System in inverser Kinematik studiert. Zum Teilchennachweis im Winkelbereich von 23° bis 37° bzw. von 11° bis 26° wurden Teilchenteleskope verwendet, die aus einer Axialfeldionisationskammer und einem ortsauflösenden Siliziumdetektor bestehen. Der γ -Nachweis erfolgte senkrecht zu der durch den Teilchennachweis definierten Reaktionsebene mit zwei großen NaJ(Tl)-Kristallen mit stark verschiedenen Winkelakzeptanzen.

Ausgeprägte Strukturen in den Teilchenspektren zeigen, daß die Reaktion in Gebiete niedriger Niveaudichte in den Reaktionsfragmenten führt. Die mittleren Austrittsenergien entsprechen vollständiger Dämpfung, d.h. der Potentialbarriere im starr rotierenden Doppelkern. Der zugehörige Gesamtdrehimpuls liegt für die starken $Z=6,8$ -Kanäle in der Nähe des kritischen für Fusion und für die schwachen $Z=5,7,9$ -Kanäle deutlich darunter.

Das aus der γ -Anisotropiemessung bei einer Schwerpunktsenergie von 32.7 MeV extrahierte hohe Spinalignment in Richtung der Streunormalen weist darauf hin, daß sich in der Reaktion ein rotierender Komplex mit wohlausgerichteter Drehachse ausbildet. Abweichungen sind auf Kernstruktureffekte zurückzuführen, die in der stabilen Konfiguration des Doppelkerns Spinkomponenten in der Reaktionsebene verursachen.

Als Funktion der Einschußenergie zwischen 30 MeV und 42 MeV im Schwerpunktsystem fluktuiert der Wirkungsquerschnitt in unregelmäßiger Form. Mithilfe einer statistischen Analyse wurden die Kohärenzbreiten Γ des intermediären Komplexes ermittelt. Die Ergebnisse für die $Z=6$ - und $Z=8$ -Kanäle, $\Gamma = (440 \pm 100)$ keV bzw. (300 ± 100) keV, entsprechen einer Lebensdauer des Doppelkerns von ca. $1.5 \cdot 10^{-21}$ s bzw. $2.2 \cdot 10^{-21}$ s und damit klassisch einer mittleren vollen Umdrehung.

Inhaltsverzeichnis

I. Einleitung	1
II. Messungen und Datenauswertung	6
II.1 Inverse Kinematik	6
II.2 Die Experimente	7
II.3 Elektronik	12
II.4 Nachweiswahrscheinlichkeit	15
II.5 Datenauswertung	17
II.6 Normierung und Transformation ins Schwerpunktsystem	20
III. Die Rolle der Kernstruktur in gedämpften Stößen leichter Systeme	24
III.1 Feinstruktur der Energiespektren	24
III.2 Abhängigkeit des Energieverlusts von der Einschuß- energie	36
IV. Teilchen - γ - Korrelationen	46
IV.1 Methode und Messung	46
IV.2 Diskussion der Alignmentsresultate	58
V. Fluktuationen	64
V.1 Anregungsfunktionen	64
V.2 Fluktuationstheorie	69
V.3 Fluktuationsanalyse	70
V.4 Interpretation der intermediären Breite	80
VI. Zusammenfassender Vergleich von Umlaufreaktionen mit tiefinelastischen Reaktionen und Molekülreso- nanzen	82
Anhang I	86
Anhang II	93
Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	97
Literaturverzeichnis	99

I. Einleitung

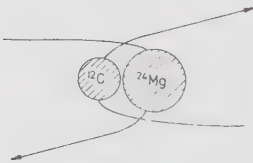
In vielen Gebieten der Schwerionenphysik ist es üblich, sich zur Erklärung der experimentellen Phänomene vorzustellen, die Reaktion liefе über einen intermediären Doppelkern ab. Die quantenmechanische Version dieses Bildes sind die molekularen Resonanzen, die klassische Version sind die Umlaufbahnen in tiefinelastischen Reaktionen.

In Stößen leichter Schwerionen, wie z.B. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, zeigt der Wirkungsquerschnitt für diskrete Zustände bei Variation der Einschußenergie ("Anregungsfunktion") ausgeprägte Strukturen, die in verschiedenen Ausgangskanälen korreliert sind (GOB79, BRA82, COR82). Dieses Verhalten wird so gedeutet, daß die Reaktion über ungebundene quantenmechanische Zustände, d.h. Resonanzen des intermediären Doppelkerns abläuft. Von besonderem Interesse sind dabei Breiten zwischen etwa 0.3 MeV und 1.0 MeV, die Lebensdauern von $2.2 \cdot 10^{-21}$ s bis $6.6 \cdot 10^{-22}$ s entsprechen, und damit zwischen denen des vollkommen verschmolzenen Systems (Compoundkern) und denen der Potentialtopf-("shape") Resonanzen in der elastischen Streuung liegen. Die Resonanzen werden einzelnen Partialwellen zugeordnet, die sich in der Nähe des Streifdrehimpulses befinden, d.h. desjenigen Drehimpulses, bei dem sich die diffusen Kernoberflächen gerade berühren und die Reaktionspartner die Kernwechselwirkung spüren. Vor kurzem sind solche Resonanzen auch in symmetrischen Systemen aus der (sd) Schale, wie z.B. $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ oder $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$, gefunden worden (BET84). Ihr Auftreten und ihre kleine Breite wurde darauf zurückgeführt, daß die Doppelkerne intermediär in superdeformierte Zustände des kombinierten Systems (Spaltisomere) übergehen, mit denen sie eine starke strukturelle Verwandtschaft haben (BET84, RAG81).

Tiefinelastische Reaktionen in schweren Systemen bis hin zu $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ führen, im Gegensatz zu den Resonanzen, in das Kontinuum ungebundener Zustände hoch oberhalb der Yrastlinie der Reaktionspartner im Ausgangskanal (GOB80, SCH84). In der vollständig gedämpften Reaktionskomponente sind die Anregungsenergie und der Spin der Fragmente gerade so hoch, wie man es klassisch für den Zerfall eines starr rotierenden

Doppelkerns erwartet. Durch die extrem hohe Anzahl der Zustände in jedem experimentell vorgegebenen Energieintervall mitteln sich Strukturen und Interferenzeffekte in den Energiespektren, Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen weg. Die beobachtete Winkelabhängigkeit des mittleren Energieverlustes legt die Konstruktion einer klassischen Ablenkfunktion nahe (WIL73). Mit abnehmendem Stoßparameter wachsen der Energieverlust und der Winkel, um den sich die aneinander reibenden Kerne drehen. Auf diese Weise können aus einer Betrachtung der Energie- und Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts Reaktionszeiten von einigen 10^{-21} s gewonnen werden, die in schweren Systemen einer Umdrehung um einen mittleren Winkel von etwa $\pi/2$ entsprechen (SCH77). Der kleinste Stoßparameter, der noch zur tiefeinelastischen Reaktionskomponente beiträgt, ist derjenige, bei dem die Kräftebilanz gerade nicht mehr die Fusion erlaubt. Er entspricht dem kritischen Drehimpuls für Fusion, l_{crit} .

a.



b.

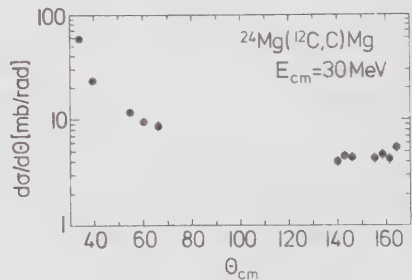


Abb. I.1: a. Schematische Darstellung einer Umlaufreaktion
 b. Gemessene Winkelverteilung $d\sigma/d\theta$ von $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

Der isotrope Anteil unter Rückwärtswinkeln kennzeichnet die Umlaufkomponente (GLA82).

Um den Übergang zwischen den Resonanz- und den Reibungsphänomenen zu untersuchen, werden ^{12}C - oder ^{16}O -induzierte Reaktionen an Kernen der (sd) Schale betrachtet. Auch in solchen Systemen gibt es eine vollständig gedämpfte Reaktionskomponente mit einer mittleren Austrittsenergie, die der Barriere im starr rotierenden Doppelkern entspricht. Ih-

re Winkelverteilung, $d\sigma/d\theta$, zeigt einen wesentlich schwächeren Anstieg nach 0° hin, als man es mit schwereren Targetkernen beobachtet, und einen starken isotropen Anteil unter Rückwärtswinkeln (Abb.I.1). Dieser Anteil, der mit abnehmender Massenzahl des Targets systematisch ansteigt (RIT81) ist Mehrfachumläufen ("orbiting") zugeschrieben worden (SHA79,SHA80,SHA82a,SHA82b,SHA84). Diese Interpretation stützt sich darauf, daß für ein langlebiges, schnell rotierendes System alle Streuwinkel gleichwahrscheinlich sind.

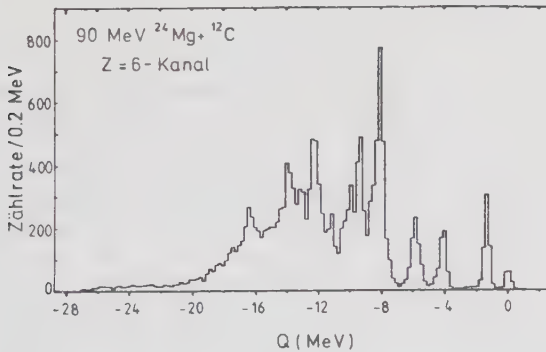


Abb.I.2: Q-Wertspektrum für den Z=6 Ausgangskanal in $90 \text{ MeV } ^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ - Umlaufreaktionen im Schwerpunktswinkelbereich zwischen 135° und 155°

Charakteristisch sind die scharfen Strukturen, die auch bei vollständig gedämpften Stößen ($Q_{\text{sticking}} \approx -12 \text{ MeV}$) auftreten. Eine ausführliche Diskussion der Q-Wertspektren erfolgt in Kapitel III.

Eine zweite Besonderheit dieser Systeme ist das Auftreten von Strukturen in den tiefinelastischen Energiespektren (Abb.I.2). Im Gegensatz zu schweren Systemen führt die Bedingung für starre Rotation ("sticking") in die Nähe der Yrastlinien der Fragmente, d.h. der größte Teil des Energieverlusts geht in die Rotationsenergie der Reaktionsprodukte (Abb.I.3). Die Lage des "sticking" Punktes ergibt sich aus dem Steinerschen Satz und der zugehörigen Rotationsenergie

der Relativbewegung ($E_X = E_{cm} - E_{Rotation}$ - Potentialbarriere). Eine detaillierte Diskussion wird in Kap. III.1 geboten. Die Strukturen können darauf zurückgeführt werden, daß im Kontinuum der ungebundenen Zustände von extrem hoher Niveaudichte die wenigen Hochspinzustände selektiv angeregt werden (GLA82, GLA83). Die Energiespektren deuten also ein Zusammenspiel von makroskopischen und mikroskopischen Aspekten an.

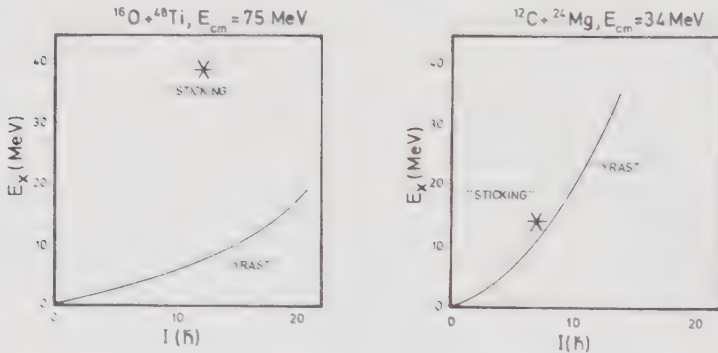


Abb. I.3: $E_X - I$ Diagramme für 102 MeV $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ und 100 MeV $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$

Während die Bedingung für starre Rotation ("sticking") im Fall des mittelschweren $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ viele MeV oberhalb der Yrastlinie im Kontinuum liegt, führt sie im Fall von $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ in die Nähe der Yrastlinie.

In dieser Arbeit werden Experimente vorgestellt, die Aufschluß über zwei wesentliche Eigenschaften von Umlaufreaktionen in dem System $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ geben. Anregungsfunktionen dienen dazu, die Lebensdauer des intermediären Systems zu bestimmen. Resonanzen wurden schon für die diskreten ersten angeregten Zustände in quasielastischen Prozessen beobachtet (FOR79, MER81, MER82). Die Frage ist, ob dieses Phänomen auch in den tiefinelastischen Stößen auftritt. Da die Bedingung für starre Rotation, d.h. vollständige Dämpfung, in Gebiete niedriger Niveaudichte in den Fragmenten führt, löschen sich die individuellen Fluktuationen der einzelnen Zustände in einem schmalen Q-Wertfenster, im Gegensatz zu schweren Systemen, nicht vollständig aus. Deshalb kann aus einer Kor-

relationsanalyse nach Ericson (ERI60, ERI66) die Kohärenzbreite Γ und damit die Lebensdauer $\tau = \hbar/\Gamma$ des intermediären Systems bestimmt werden, was im allgemeinen bei Reaktionen, die im Ausgangskanal ins Kontinuum führen, nicht möglich ist. Als zweites Merkmal des rotierenden Doppelkerns wird mithilfe von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen die Spinausrichtung untersucht. Wegen der fast "kalten" Rotation in der Nähe der Yrastlinien sollten die thermischen Fluktuationen in der Spinausrichtung, wie sie für schwerere Systeme charakteristisch sind (MOR84, DÜN84), sehr gering sein. Stattdessen stellt sich die Frage, ob die Kernstruktur nicht auch für die Spinausrichtung eine Rolle spielt. In den Kernen der (sd) Schale sind nämlich mehrere Rotationsbanden bekannt, die sich durch verschieden ausgerichtete Kollektiv- und Einteilchenrotation unterscheiden (LEA75).

Bevor in Kapitel IV und V die Messungen der Winkelkorrelation bzw. der Anregungsfunktionen diskutiert werden, bietet Kapitel III einen allgemeinen Überblick über die Eigenschaften von Umlaufprozessen, die sich aus den Energiespektren ableiten lassen. Zuvor werden in Kapitel II die experimentellen Methoden dargestellt.

II. Messungen und Datenauswertung

II.1 Inverse Kinematik

Beim Nachweis von Reaktionsprodukten unter Winkeln größer als 90° stößt man in wenig asymmetrischen Systemen bei der üblichen Experimentiertechnik, den leichten Reaktionspartner als Strahl und den schweren als Target zu verwenden, auf die Schwierigkeit, daß mit zunehmendem Streuwinkel die Laborenergie des leichten Ejektils für einen Nachweis mit guter Auflösung zu klein wird. Vertauscht man die Rollen von Target und Projektil, sorgt die sehr viel größere Geschwindigkeit des Schwerpunkts dafür, daß bei Prozessen, die zu großen Rückwärtswinkeln im Schwerpunktsystem führen, das leichte Ejektil im Laborsystem nach Vorwärtswinkeln fliegt und gut meßbare Energien hat. Ein weiterer Vorteil der inversen Kinematik ist, daß ein größerer CM-Winkelbereich ("CM"=centre of mass=Schwerpunkt) auf einen kleineren Laborwinkelbereich abgebildet wird.

Aufgrund der großen Geschwindigkeit des Schwerpunkts werden in umgekehrter Kinematik bei inelastischen Stößen beide Reaktionsprodukte im Laborsystem nach Vorwärtswinkeln gestreut. Es gibt einen maximalen Laborstreuwinkel, der genau einem CM-Winkel entspricht. Bei allen anderen Streuwinkeln ist die Zuordnung Laborwinkel - Schwerpunktswinkel nicht eindeutig: Zu jedem Rückwärtswinkel im Schwerpunktsystem gibt es einen Vorwärtswinkel, der bei der Transformation ins Laborsystem in den gleichen Laborwinkel übergeht. Diese beiden Lösungen unterscheiden sich in ihrer Laborenergie. Bei Laborwinkeln, die deutlich kleiner sind als der maximale Streuwinkel, hat die Vorwärtslösung sowenig Energie, daß sie sich problemlos von der interessierenden Rückwärtslösung abtrennen läßt.

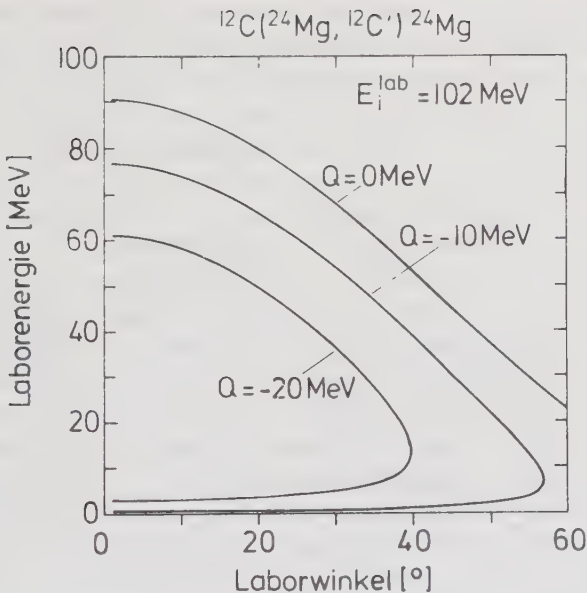


Abb. II.1: Inverse Kinematik

Für 102 MeV $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ ist der Zusammenhang von Laborenergie und Laborwinkel des Ejektils ^{12}C für Reaktions- Q -Werte von 0 MeV, -10 MeV und -20 MeV dargestellt. Der inelastischen Rückwärtsstreuung entspricht der hochenergetische Ast. Einer Q -Wertdifferenz von 10 MeV entspricht in unserem Energiebereich eine Laborenergiedifferenz von 15 MeV.

II.2 Die Experimente

Da es sich anbietet, zur Untersuchung der Umlaufkomponente die Streuung nach Rückwärtswinkeln auszuwerten, wurden die Messungen in inverser Kinematik durchgeführt. Freitragende Kohlenstoffolien von 50 - 142 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke wurden mit ^{24}Mg -Strahlen mit Energien zwischen 90 MeV und 126 MeV am Münchner Tandembeschleuniger beschossen. Die targetähnlichen Ejektile wurden unter Winkeln zwischen 10° und 40° nachgewiesen. Bei einigen Messungen war auf das Target eine dünne ^{58}Ni -Schicht aufgedampft, um den Strahlstrom für die Nor-

mierung über die Rutherfordstreuung zu messen (vgl. Kap. II.6). Die Strahlströme betrugen bis zu 150 nA, gemessen im Faradaycup hinter dem Target.

Tab.II.1: Überblick über die Experimente

Art der Messung	Einschußenergie (MeV)	Targetdicke ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Winkelbereich
Teilchen- inklusiv	90,91,92,93,94, 95,96,97,98,99, 100,101,102	50	11° - 26°
Teilchen- inklusiv	100,102,103,104, 105,106,107,108, 109,110,111,112, 113,114,116,118, 120,122,126,108, 106,104,98,96, 95,94,93	90	11° - 26°
Teilchen - γ -	98	142	23° - 37°
Koinzidenzen			

Der Teilchennachweis erfolgte mithilfe orts- und kernladungszahlaflösender Teleskope (Abb.II.2). Es handelt sich um eine Weiterentwicklung einer in vielen Experimenten erprobten Ionisationskammer (KOP77,PUC80,RIT81), die sich durch einfache Handhabung und Kompaktheit auszeichnet. Die für diese Experimente optimierte Version besteht aus einer Ionisationskammer mit axialsymmetrischem Feldverlauf zur Messung des differentiellen Energieverlusts ΔE und einem ortsauflösenden Halbleiterzähler, in dem die Teilchen gestoppt werden und ihre verbleibende Energie E_R deponieren. Nach der Beziehung von Bethe und Bloch gilt:

$$(II.1) \quad \Delta E \cdot E_R \sim Z^2 \cdot M$$

Das Auflösungsvermögen der hier verwendeten Ionisationskammern läßt die Identifikation der Teilchen nach ihrer Kernladungszahl Z zu. Die Massenauflösung verschiedener Isotope mit gleicher Kernladungszahl ist schlechter, sie konnte in diesen Experimenten nicht überprüft werden, da für jedes Z ein Isotop stark dominiert, wie aus den Energiespektren ersichtlich ist. Die gute Trennung der einzelnen Z -Zweige in einer ΔE - E_R Matrix erlaubte es, die Kernladung der verschiedenen Äste durch Abzählen festzulegen, da der Magnesium-Ausgangskanal aufgrund der elastischen Streuung zweifelsfrei bestimmt werden konnte. Als Zählergas wurde ein Argon - Methan - Gemisch (90% Argon, 10% Methan) verwendet. Die Kammern wurden bei einem Druck von 50 torr betrieben, der elektronisch konstant gehalten wurde. Druckschwankungen betrugen maximal 1%. An den Anodenringen lag eine Spannung von 150 V. Die ortsauflösenden Halbleiterdetektoren (PSD, Fa. ORTEC) erlauben die gleichzeitige Messung zweier Größen: auf der Rückseite des Siliziumzählers wird ein Signal abgegriffen, das der deponierten Energie E_R proportional ist. Auf der Vorderseite des Zählers ist eine homogene Widerstandsschicht implantiert, deren eines Ende geerdet ist, während am andern Ende ein Signal abgegriffen wird, das wegen der Ladungsteilung $E_R \cdot X$ proportional ist. Dabei ist X das Verhältnis des Abstands des Eintrittsorts von der Erdung zur Gesamtlänge der Widerstandsschicht. Um den Raumwinkel zu definieren, war vor dem PSD eine rechteckige Blende mit den Maßen 7 mm * 46 mm montiert. Zur Ortseichnung trug die Blende 4 senkrechte, 0.5 mm breite Stege. Zur Energieeichung des PSD wurde bei verschiedenen Einschußenergien die elastische Streuung von ^{24}Mg und von ^{12}C an Gold gemessen. Für diese Messung wurde ein möglichst schweres Target gewählt, um den Einfluß von Winkelungenauigkeiten auf die Energieeichung klein zu halten.

Die Teleskope, die zusammen mit der Strahlrichtung die Streuebene festlegten, standen unter 15° , 22° und im Fall der Teilchen - γ - Koinzidenzmessung unter 30° . Der akzeptierte Winkelbereich betrug 8° bzw. im letzten Fall 14° .

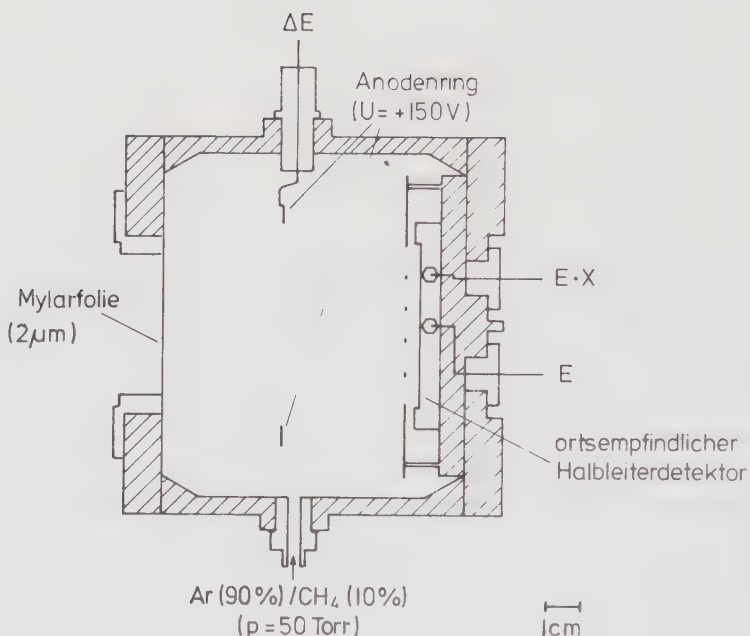


Abb. II.2: Teilchenteleskop

Das Teleskop besteht aus einer Ionisationskammer mit axialsymmetrischem Feldverlauf, auf deren Rückseite ein ortsauflösender Halbleiterzähler montiert ist.

Der γ - Nachweis erfolgte mit großvolumigen NaJ(Tl)- Kristallen, die rotationssymmetrisch zur Streuebene aufgestellt wurden, so daß die Streunormale ihre Symmetrieachse bildete. Es handelt sich um einen $14'' \times 8''$ ($36cm \times 20cm$)- Kristall (NaJ2 genannt), dessen Eigenschaften bei (ZEP81) beschrieben werden, und einen $10.5'' \times 13''$ ($27cm \times 33cm$)- Kristall (NaJ1 genannt), dessen Eigenschaften in (TRA76) und (ROT78) untersucht wurden. Auf die NaJ's sind mehrere (NaJ1:6, NaJ2:7) Photovervielfacherröhren montiert. Zur Stabilisierung der Verstärkung (s. Kap.II.3) sind im Innern der NaJ- Gehäuse Leuchtdioden (LED) angebracht. Der Kristall wirkt als Lichtleiter für das LED- Licht, damit wird sichergestellt, daß

die Photokathoden durch indirekte Beleuchtung gleichmäßig ausgeleuchtet werden (ROT78).

Der NaJ1 war bei einem Abstand von 71.35 cm vom Target auf den halben Öffnungswinkel von 10.3° kollimiert. Der NaJ2 wurde unkollimiert betrieben. Aus seinem Abstand von 12.3 cm zum Target ergibt sich ein halber Öffnungswinkel von 55.3° . Ein 1.5 mm dickes Bleiblech schützte ihn vor niederenergetischer γ -Strahlung. Die Zählrate im NaJ1 betrug etwa 3kHz, diejenige im NaJ2 etwa 70 kHz.

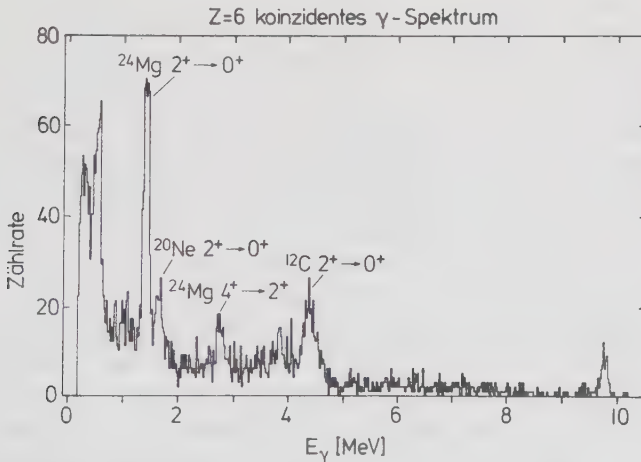


Abb.II.3: γ -Energiespektrum koinzident zu Ejektile mit $Z=6$ im Q -Wertbereich zwischen -5.8 MeV und -17.5 MeV, aufgenommen mit dem auf halben Öffnungswinkel 10.3° kollimierten NaJ1

In Abb.II.3 ist ein γ -Energiespektrum dargestellt, das mit dem eng ausgeblendeten NaJ1 koinzident zu $Z=6$ -Ejektile bei Q -Werten zwischen -5.8 MeV und -17.5 MeV aufgenommen wurde. Als deutliche Linien sind die Übergänge $2^+ \rightarrow 0^+$ und $4^+ \rightarrow 2^+$ bei 1.37 MeV bzw. 2.75 MeV im ^{24}Mg sowie $2^+ \rightarrow 0^+$ bei 4.43 MeV im ^{12}C zu erkennen. Der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang bei 1.63 MeV im ^{20}Ne tritt in diesem Spektrum ebenfalls auf, weil hochangeregte ^{24}Mg -Kerne über α -Zerfall zum ersten angeregten Zustand im ^{20}Ne zerfallen. Die LED-Pulserlinie

liegt bei fast 10 MeV, wo sie die eigentliche Messung nicht stört. Die volle Linienbreite (FWHM) beträgt bei 1.37 MeV etwa 150 keV (11%) und bei 4.43 MeV 310 keV (7%).

Das Prinzip der Teilchen- γ -Winkelkorrelationsmessung wird in Kapitel IV im Zusammenhang mit den Daten dargestellt.

II.3 Elektronik

Die Datenaufnahme erfolgte mithilfe der PDP15/PDP10- Rechenanlage des Beschleunigerlabors. Die Daten wurden ereignisweise auf Band geschrieben. Dabei wurde verlangt, daß mindestens alle 3 ADC's (ΔE , E_R , E^*X), die zu einer Ionisationskammer gehören, konvertiert hatten. Die elektronische Verarbeitung der Detektorsignale erfolgte mithilfe von Standardelektronikeinschüben (Abb.II.4). Die bei den teilcheninklusiven Messungen (Singles) verwendete Elektronik entsprach dem Teilchenteil der Abbildung, wobei der Untersetzer und die Biterkennungseinheit fehlten.

Die meisten Signale der Ionisationskammer rühren von leichten Teilchen wie α 's oder Protonen her, die in der Messung nicht interessieren. Diese kleinen ΔE - Signale werden durch eine untere Diskriminatorschwelle (" α - Killer") am Beginn des elektronischen Kreises unterdrückt, damit sie nicht die Verarbeitung interessanter Signale in der Elektronik und im Rechner behindern (Totzeit).

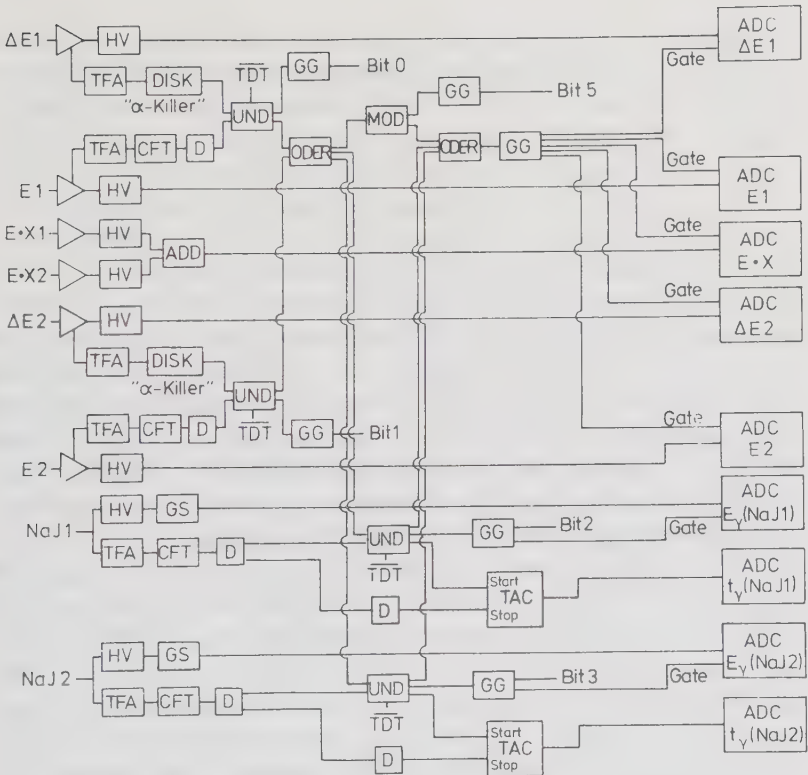


Abb. II.4: Blockschaltbild der Elektronik

Verwendete Abkürzungen

ADC : Analog - Digital - Konverter

ADD : Addierer

CFT : Constant Fraction Trigger

D : zeitliche Verzögerung (unterschiedlich lang)

DISK : Diskriminator

GG : Gategenerator

GS : Stabilisierer

HV : Hauptverstärker

MOD : Untersetzer (Moderator)

ODER : logisches Oder

TAC : Zeit - Analog - Konverter

TDT : gesamte Computertotzeit

TFA : Schnelle Verstärker für Zeitsignale

UND : Koinzidenzeinheit

Im Fall der Teilchen - γ - Korrelationsmessung wurde die freie Teilchenzählrate um einen Faktor 8 untersetzt, um den Computer zu entlasten und die Kapazität der Magnetbänder besser zu nutzen. Untersetzte und nicht untersetzte Signale haben unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten, den Computer "tot", d.h. mit der Verarbeitung eines vorhergehenden Ereignisses beschäftigt, anzutreffen und damit verworfen zu werden. Dieser Effekt kann die gemessene Teilchen - γ - Korrelation verfälschen. Um sicherzustellen, daß alle von der Elektronik akzeptierten Ereignisse vom Rechner weiterverarbeitet werden, fordert man, daß alle Signale, sowohl von "singles" als auch von Teilchen- γ -Ereignissen, zu denen gleichzeitig das Totzeitsignal des Computers anliegt, in dem schnellen Elektronikteil (s.TDT Eingänge in Abb.III.4) verworfen werden. Damit werden Ereignisse, die untersetzt werden, genauso behandelt wie nicht untersetzte.

Die Photovervielfacherröhren, in denen das NaJ-Licht in elektrische Impulse verwandelt wird, haben je nach Temperatur und Belastung leicht unterschiedliche Verstärkung, d.h. der Zusammenhang zwischen im NaJ deponierter Energie und Impulshöhe ist nicht konstant. Um solche Schwankungen auszugleichen und damit die erzielte Energieauflösung zu verbessern, stabilisiert man den Hauptverstärker. Dazu erzeugt man mithilfe von Leuchtdioden ein Referenzsignal in einem untergrundfreien Bereich des Energiespektrums. Der Stabilisierer regelt nun die Verstärkung so nach, daß die Referenzlinie immer innerhalb der eingestellten Grenzen liegt.

Zur besseren Übersicht über die verschiedenen auftretenden Koinzidenzen wurden die Daten mithilfe einer Biterkennungseinheit ("Pseudo-ADC", in Abb.II.4 nicht gezeigt) nach Ereignistypen sortiert. Bei von der Elektronik als gültig erkannten Ereignissen wird für jeden beteiligten Detektor ein logisches Signal auf den ihm zugeordneten Eingang i des Pseudo-ADC's gegeben, das in ein analoges Signal der Höhe 2^i verwandelt wird. Beim gleichzeitigen Ansprechen mehrerer Eingänge i, j , z.B. bei einer Teilchen- γ -Koinzidenz, entspricht der erzeugte Impuls $2^i + 2^j$. Auf diese Weise wird jeder möglichen Detektorkombination eindeutig ein Kanal im Pseudo-ADC-Spektrum zugeordnet.

Die ADC's wurden gated betrieben. Es wurden nur solche analogen Signale vom Rechner weiterverarbeitet, zu denen die logischen Signale den Anforderungen der Koinzidenzschaltung genügt haben.

II.4 Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit der NaJ- Detektoren wurde ein unter 90° zu beiden stehender Ge(Li)- Detektor verwendet. In Targetposition wurde eine ^{60}Co - Quelle gebracht, deren Zerfall über eine Kaskade von 2 γ - Quanten der Energien 1.332 MeV und 1.170 MeV verläuft. Es wurden Koinzidenzen zwischen dem Ge(Li) und dem NaJ gemessen. Da zu allen im Ge(Li) nachgewiesenen γ 's des Übergangs I ein γ des Übergangs II emittiert wird, läßt sich aus der Zahl der im NaJ dazu koinzident nachgewiesenen γ 's des Übergangs II die Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ's bestimmen, ohne daß diejenige des Ge(Li)'s einging. Bei der Auswertung ist zu berücksichtigen, daß die Kaskade eine Winkelkorrelation $W(\vartheta)$ hat. Die Zählrate im NaJ ist dann gegeben durch:

$$(II.2) \quad Z(\text{NaJ}) = \epsilon(\text{NaJ}) \cdot Z(\text{Ge(Li)}) \cdot \int \int_{21} W(\vartheta) d\Omega_1 d\Omega_2$$

$Z(\text{NaJ})$	:	koinzidente Zählrate im NaJ
$\epsilon(\text{NaJ})$	:	Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ's
$Z(\text{Ge(Li)})$	:	Zählrate im Ge(Li)
$\int \int_{21} W(\vartheta) d\Omega_1 d\Omega_2$	:	über die endlichen Öffnungswinkel beider Detektoren integrierte Winkelkorrelation der γ - Kaskade
ϑ	:	Winkel, unter dem die Detektoren zueinander stehen

Der Ge(Li) wurde wegen seiner besseren Energieauflösung zur Festlegung des Übergangs I verwendet.

Das Ergebnis dieser Messung wurde mit berechneten Nachweismwahrscheinlichkeiten verglichen. Die totale Nachweismwahrscheinlichkeit wurde von einer Monte-Carlo-Rechnung (Programm EFFNAI, BEL74) gut wiedergegeben. Bei der Photopeakefficiency, d.h. der Wahrscheinlichkeit, daß das γ seine gesamte Energie im Kristall deponiert und damit in der Photolinie gezählt wird, war die Übereinstimmung erwartungsgemäß weniger gut, da jede Wechselwirkung eines γ 's mit der Materie zwischen dem Target und dem NaJ (z.B. Streukammerwand, Bleiblech, Eintrittsfenster des Kristalls) zu einem Energieverlust führt. Solche Wechselwirkungen mit der Umgebung berücksichtigt das Monte-Carlo-Programm nicht. Pile-up-Effekte und nicht genügend scharfe Bedingungen im Zeitkreis, die bei hohen Zählraten zu falschen Energiezuordnungen führen, beeinträchtigen ebenfalls den Inhalt der Photolinie. Im eng kollimierten NaJ1 war dieser Effekt bei einer Zählrate von etwa 3 kHz vernachlässigbar. Im offenen NaJ2 dagegen, der bei einer Zählrate von etwa 70 kHz betrieben wurde, machte sich der Pile-up-Effekt störend bemerkbar. Um die 1.37 MeV- ($2^+ \rightarrow 0^+$)- Photolinie auswerten zu können, wurde die Photoefficiency bei dieser Energie anhand des zum 1.37 MeV- Zustand im Z=6 Ausgangskanal koinzidenten γ - Energiespektrums auf die totale Nachweismwahrscheinlichkeit, die von diesem Effekt nicht betroffen ist, normiert.

II.5 Datenauswertung

Die Auswertung der Rohdaten wurde an dem PDP10- Rechner (Fa.Digital) des Beschleunigerlabors ausgeführt. Die Daten liegen ereignisweise auf Band vor. Jedes Ereignis besteht aus einem Kennwort, das angibt, welche ADC's konvertiert haben, und dem Inhalt der entsprechenden ADC's. Zur Auswertung werden die Inhalte der ADC's, die jeweils einer physikalischen Meßgröße entsprechen, in Spektren akkumuliert, wobei auf andere Größen Bedingungen gesetzt werden können.

Zur Energieeichung war die elastische Streuung von Magnesium und von Kohlenstoff unterschiedlicher Einschußenergie an Gold gemessen worden. Aus der Kinematik ist die Energie der Teilchen nach der Streuung bekannt. Die Energieverluste der Teilchen in den verschiedenen Absorbern - Target, Fensterfolie, Zählergas - wurden aus Energieverlust- und Reichweitentabellen (NOR70) entnommen und damit die schließlich im Halbleiterdetektor deponierte Energie berechnet. Bei den Messungen der Anregungsfunktionen ergab sich eine vom Zählerort unabhängige, lineare Eichung. Dagegen erwies es sich bei den in der Teilchen- γ -Messung verwendeten, neueren Zählern (Fa.ORTEC 1984, Dicke 500 μm) als notwendig, die Energieeichung ortsabhängig und die Ortseichung energieabhängig durchzuführen.

Es wurden zweidimensionale $\Delta E-E_R$ - Spektren angelegt (Abb. II.5), um zweidimensionale Fenster auf die einzelnen Z- Zweige setzen zu können. Die ΔE - Signale waren nur schwach vom Eintrittsort in der Ionisationskammer abhängig, so daß diese über den ganzen Zähler integrierten Matrizen noch genügend Auflösung hatten, um die verschiedenen Ejektilsorten unterhalb vom Magnesium zu trennen.

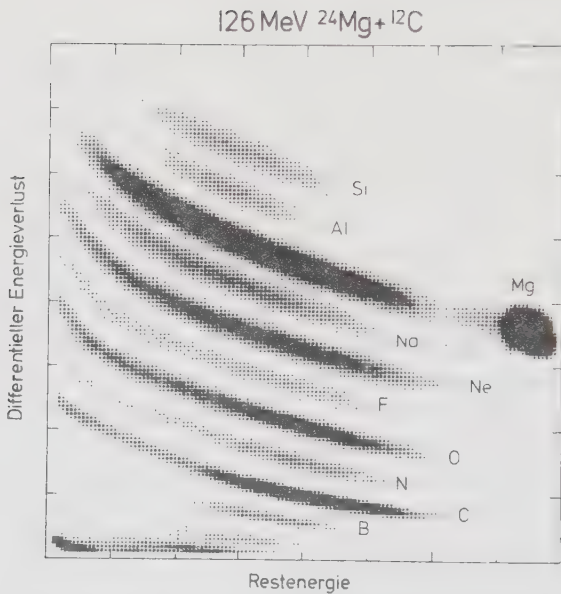


Abb. II.5: $\Delta E - E_R$ - Matrix bei 126 MeV Einschußenergie

Der Magnesiumast ist an der elastischen Streuung leicht zu erkennen. Die beiden Achsen entsprechen sehr unterschiedlichen Energiebereichen. Während die E_R -Achse den Bereich von 0 MeV - 110 MeV enthält, umfaßt die ΔE -Achse nur den Bereich von 0 - 15 MeV.

Für $Z=5-9$ wurden nun Ort - E_R - Matrizen angelegt (Abb. II.6). Als vier waagerechte, helle Linien erkennt man die Stege, die zur Ortseichung auf der Zählerblende angebracht waren. Ihre leichte Krümmung zeigt, daß bei diesem Halbleiterdetektor die Ortssignale energieabhängig sind. Als fast senkrechte, dunkle Rippen erkennt man einzelne Zustände. Deren schräger Verlauf rührt von der Kinematik und einer Ortsabhängigkeit des Energiesignals her.

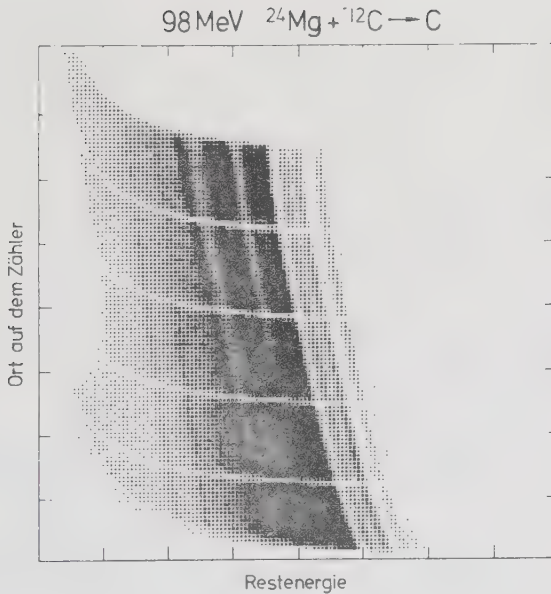


Abb. II.6: Ort - E_R - Matrix für $Z=6$

Unter der Annahme von relativistischer Zweikörperkinematik wurde zu jedem Winkel - Austrittsenergiepaar der zugehörige Q -Wert berechnet. Da die Reaktionspartner bis zu 10% der Lichtgeschwindigkeit haben, liefert eine nichtrelativistische Kinematikrechnung zu ungenauen Q -Werten. Die Annahme der Zweikörperkinematik ist berechtigt, da in $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ -Stößen bei diesen Energien Dreikörperprozesse vorwiegend in den Vorwärtswinkelbereich (im Schwerpunktsystem) führen und bei Winkeln größer als $\theta_{\text{cm}}=50^\circ$ aussterben (NOV78). Über den Detektorbereich integrierte Q -Wertspektren wurden durch Einsortieren der Ort- E_R -Matrizen nach Q -Werten in ein eindimensionales Spektrum erhalten. In diesem Spektrum entspricht ein Kanal einem Q -Wertbereich von 0.2 MeV. Dabei wurden Ereignisse, die auf eine Grenze zwischen zwei Bereiche fielen, anteilig verteilt.

In der Auswertung der Teilchen - γ - Koinzidenzmessungen wurden für die Ausgangskanäle mit $Z=6$ und $Z=8$ für verschiedene Q -Wertfenster γ -Energiespektren angelegt. Da die ereignisweise Berechnung des Q -Werts aus Austrittsenergie und Streuwinkel sehr rechenzeitaufwendig ist (die Energieverluste und Reichweiten müssen jedes Mal aus Tabellenwerten interpoliert werden), wurde zuvor für die Kanäle mit $Z=6$ und $Z=8$ je eine Tabelle angelegt, aus der für jedes Austrittsenergie - Streuwinkelpaar der zugehörige Q -Wert entnommen werden kann. Unter den gleichen Bedingungen wie die γ -Energiespektren wurden die freien Teilchen-Spektren ("singles") dazu akkumuliert. Für ein Single-Ereignis wird zusätzlich gefordert, daß das Moderatorbit gesetzt war.

II.6 Normierung und Transformation ins Schwerpunktsystem

Aus der Anzahl der Strahlteilchen N_0 , der Anzahl der Targetatome pro Flächeneinheit N_T und der Anzahl der in ein Raumwinkelelement $\Delta\Omega^{\text{lab}}$ gestreuten Teilchen N_θ , kann der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet werden:

$$(II.3) \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{\text{lab}} = \frac{N_\theta}{N_0 \cdot N_T \cdot \Delta\Omega^{\text{lab}}}$$

Die Anzahl der gestreuten Teilchen ist gemessen. Das Raumwinkelelement $\Delta\Omega^{\text{lab}}$ ist durch die Zählerblende definiert. Die Anzahl der Targetatome pro Flächeneinheit läßt sich aus der Targetdicke berechnen.

Bei der Messung von Anregungsfunktionen ist es wichtig, die Veränderungen der Targetdicke zu überwachen. Es ist bekannt, daß es im Laufe einer Strahlzeit zu einem Kohlenstoffaufbau im Strahlfleck des Targets kommt. Diese Kohlenstoffablagerung, die dem Aufbrechen von Pumpenölen im Strahlfleck zugeschrieben wird, führt bei Kohlenstofftargets zu einer Veränderung der Targetdicke. Zur Kontrolle der Veränderungen wurden mehrere Punkte zu verschiedenen Zeiten nachgemessen. Durch die Messung des Energieverlusts von α -Teilchen aus einer Thorium-Quelle beim Durchgang durchs

Target im Strahlfleck und am unbestrahlten Rand wurde die Dickenänderung durch den Kohlenstoffaufbau bestimmt. Das Ergebnis ($13.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Aufbau auf das $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Target und $15.3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ auf das $90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Target über eine Strahlzeitdauer von jeweils etwa 3 Tagen) stimmt sehr gut mit der Lage der nachgemessene Punkte überein, wobei angenommen wurde, daß der Kohlenstoffaufbau linear mit der Zeit wächst. Diese Annahme ist berechtigt, da die Stärke des Strahlstroms und die Qualität des Vakuums über die Strahlzeit konstant war.

Da die Anregungsfunktionen in zwei Strahlzeiten mit unterschiedlichen Targets gemessen wurden, mußte in der Auswertung das Verhältnis der verschiedenen Targetdicken bestimmt werden. Aus dem Energieverlust der Quellen- α -Teilchen (s. oben) beim Durchgang durch den Rand der Targets wurde der Faktor bestimmt, um den sich die Targetdicken unterschieden. Aus der vom Targetlabor angegebenen Dicke des dickeren Targets wurde damit die Dicke des anderen Targets berechnet, da der relative Fehler der Wägung bei der größeren Zahl kleiner ist. Nachmessungen bei 7 Einschußenergien zeigten, daß diese Relativnormierung korrekt war.

Die Anzahl der Strahlteilchen kann man im Prinzip aus dem Strom, den man an dem Faradaycup mißt, ermitteln. Diese Messungen werden oft durch Raumladungseffekte verfälscht, außerdem ist der Ladungszustand des Strahls nach dem Durchgang durchs Target oft nicht genau bekannt. Daher wird der Strahlstrom besser aus der Rutherfordstreuung an einem schweren Target ermittelt. Dazu war auf die Kohlenstofftargets bei den Messungen der Anregungsfunktionen eine dünne Lage von ^{58}Ni aufgedampft. Vergleichsmessungen an reinen Kohlenstofftargets zeigten, daß dadurch die interessierenden Reaktionskanäle nicht verfälscht wurden. Bei jeder Energie wurde zum Vergleich eine Messung mit einem gemischten Gold-Nickel-Target und mit einem dicken ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) Nickeltarget gemacht. Die Vergleichsmessung mit dem dicken Target diente zur Bestimmung der Flächendichte der dünnen Nickelschicht auf dem Meßtarget, die mit dem im Targetlabor verwendeten Meßverfahren (Schwingquarz) nicht genau genug ermittelt werden konnte. Es ergaben sich Werte von $4.9 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und

4.2 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ für die beiden verwendeten Targets. Da für die elastische Streuung von Magnesium an Gold bei einem Laborwinkel von 18° gewährleistet ist, daß sie der Rutherfordformel folgt, wurde mit der Messung an dem Gold-Nickel-Target überprüft, ob auch die elastische Streuung am Nickel nach 18° in diesem Energiebereich Rutherfordstreuung ist. Andernfalls sollte die elastische Streuung am Nickel auf die Rutherfordstreuung am Gold normiert werden, was sich jedoch als unnötig erwies. Da der Rutherfordwirkungsquerschnitt proportional zu $1/(\sin \theta/2)^4$ ist, hängt das Ergebnis sehr empfindlich von Abweichungen der Strahlrichtung von der 0° -Richtung ab. Dieser Einfluß auf die erhaltene Zahl der Strahlteilchen wird verringert, wenn man die Rutherfordstreuung beiderseits des Strahls mißt und das Ergebnis mittelt. Die Messung erfolgte in einem schmalen Winkelbereich um 18° , der von beiden Zählern überdeckt wurde.

Durch diese Normierung fällt der Abstand des Zählers vom Target und die Höhe des Zählers bei der Wirkungsquerschnittsbestimmung heraus. In den Fehler des relativen Verlaufs der Wirkungsquerschnitte geht neben den statistischen Fehlern der Zählraten nur der Fehler der Targetdickenänderung ein. Er wird mit 3% abgeschätzt. In den Fehler der absoluten Größe der Wirkungsquerschnitte gehen die Fehler der Dicken des Nickeltargets, mit dem die Dicke der Nickelschicht bestimmt wurde, und des einen Meßtargets ein. Er wird mit 15% abgeschätzt.

Diese im Laborsystem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte muß man nun ins Schwerpunktsystem transformieren. Beim Übergang vom Laborsystem zum Schwerpunktsystem bleibt die Intensität erhalten:

$$(II.4) \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{\text{lab}} \cdot \Delta\Omega^{\text{lab}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{\text{cm}} \cdot \Delta\Omega^{\text{cm}}$$

Das Ergebnis der Messung möchte man als mittleres $d\sigma/d\theta$ angeben. Da die Umrechnung des Raumwinkelements vom Labor- ins Schwerpunktsystem winkelabhängig ist, wurde zur Auswertung der gemessene Winkelbereich in 31 enge Ortsfenster zerlegt. Für jedes dieser Fenster kann der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\theta_i$, $i=1,31$, bestimmt werden. Daraus wird das Mittel über den gesamten Winkelbereich gebildet.

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d\sigma}{d\theta}\right)^{cm} &= \frac{1}{\sum_i \Delta\theta_i^{cm}} \cdot \sum_i \left(\frac{d\sigma}{d\theta}\right)_i^{cm} \cdot \Delta\theta_i^{cm} \\
 (II.5) \quad &= \frac{1}{\sum_i \Delta\theta_i^{cm}} \cdot \sum_i 2\pi \cdot \sin\theta_i^{cm} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_i^{cm} \cdot \frac{\Delta\Omega_i^{cm}}{\Delta\varphi_i \sin\theta_i^{cm}} \\
 &= \frac{1}{\sum_i \Delta\theta_i^{cm}} \cdot \sum_i \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_i^{lab} \cdot 2\pi \cdot \frac{\Delta\Omega_i^{lab}}{\Delta\varphi_i} \\
 &= \frac{1}{N_o \cdot N_T \cdot \sum_i \Delta\theta_i^{cm}} \cdot \sum_i N_\theta^i \cdot \frac{2\pi}{\Delta\varphi_i}
 \end{aligned}$$

III. Die Rolle der Kernstruktur in gedämpften Stößen leichter Systeme

III.1 Feinstruktur der Energiespektren

Für die Spektren aus tiefinelastischen Stößen leichter Schwerionensysteme beobachtet man folgende Winkelabhängigkeit (RIT85): Bei Vorwärtswinkeln überwiegen wenig inelastische Prozesse; mit zunehmendem Winkel wächst bei negativeren Q-Werten eine zweite Komponente heraus, von tiefinelastischen Prozessen herrührend. Diese tiefinelastische Komponente wandert mit zunehmendem Winkel nach negativeren Q-Werten, während die andere an Bedeutung verliert. Bei großen Winkeln schließlich beobachtet man nur noch eine glockenförmige Verteilung um einen konstanten, mittleren Q-Wert, die aus tiefinelastischen Prozessen stammt.

Die für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ unter Rückwärtswinkeln gemessenen Spektren für die Ausgangskanäle $Z=5-9$ (Abb.III.1) zeigen eine glockenförmige Verteilung, der hier eine Vielzahl von Linien überlagert ist. Auffällig ist, daß die Zählrate in den Spektren zu Ausgangskanälen mit ungerader Kernladungszahl deutlich kleiner ist als in den Spektren für die Reaktionskanäle mit geradem Z aus der gleichen Messung. Man beobachtet also eine Z-Selektivität. Der größte Teil des Reaktionsflusses geht in die beiden Kanäle mit gerader Kernladungszahl.

Die ausgeprägten Strukturen in den Q-Wertspektren werden mit der Lage bekannter Zustände aus der Literatur (FIF73, LED78, LUM78, SZA79) verglichen (Abb.III.1).

Viele der beobachteten Linien lassen sich mit bekannten Zuständen des schweren Fragments identifizieren. Im $Z=5$ -Spektrum erkennt man deutlich den 5^{+} -, 6^{+} - und 7^{+} - Zustand der Grundzustandsbande des ^{26}Al . Der 4^{+} - Zustand einer höher gelegenen Bande in ^{26}Al tritt ebenfalls auf. Für weitere höher liegende Linien wurde keine Zuordnung gefunden. Erstaunlich ist das Auftreten von ^{26}Al - Linien, das darauf hindeutet, daß im $Z=5$ - Kanal die Massen 10 und 26 bevorzugt werden, obwohl der Grundzustands-Q-Wert für $^{10}\text{B} + ^{26}\text{Al}$ mit -13.77 MeV leicht ungünstiger ist als der für $^{11}\text{B} + ^{25}\text{Al}$ mit

$Q_{gg} = -13.69$ MeV. Der $N=Z$ -Kanal scheint begünstigt zu werden.

107 MeV $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

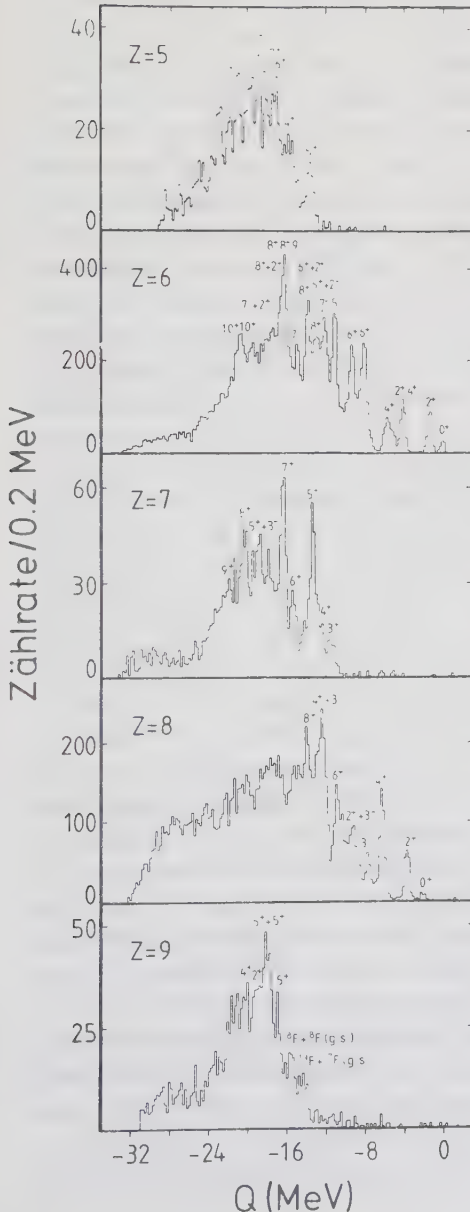


Abb. III.1: Q -Wertspektren für die Ausgangskanäle mit $Z=5-9$ bei 107 MeV $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

Die Unsicherheit im Q -Wert beträgt für die Spektren bis zu 200 keV. Ein Untergrund von 2 Ereignissen/MeV, der in den schwachen Kanälen oberhalb des Grundzustands- Q -Werts sichtbar wird, wurde nicht abgezogen.

In die Q -Wertspektren wurde zum Vergleich die Lage aus der Literatur bekannter Zustände der schweren Fragmente ^{26}Al für $Z=5$, ^{24}Mg für $Z=6$, ^{22}Na für $Z=7$, ^{20}Ne für $Z=8$ und ^{18}F für $Z=9$ eingetragen. Doppelanregung beider Ejektile wurde als Summe eingetragen, wobei der erste Summand jeweils die Spinzuzuweisung des schwereren und der zweite Summand die des leichteren Reaktionspartners ist.

Im $Z=6$ - Spektrum sind bis zu Anregungsenergien von ungefähr 20 MeV ausgeprägte Strukturen zu erkennen. Aus der Grundzustandsbande von ^{24}Mg können bis zum 8^+ alle Zustände zugeordnet werden. Es wird bei 21 MeV Anregungsenergie eine Linie beobachtet, zu der Zustände bei 20.8 MeV bzw. 21.3 MeV Anregungsenergie mit der Spinzueweisung 10^+ beitragen können, die als Kandidaten für den 10^+ - Zustand der Grundzustandsbande gelten. Die Einzelanregung des 2^+ -Zustands im ^{12}C bei 4.43 MeV wird nur schwach beobachtet, was von der Teilchen- γ -Koinzidenzmessung bestätigt wird. Linien, deren Anregungsenergien Mitgliedern der $K=2$ - Bande mit unnatürlicher Parität entsprechen, werden nicht beobachtet. Besonders auffällig ist das Fehlen einer Linie bei 5.23 MeV, die dem 3^+ - Zustand entspräche. Dagegen treten bei Anregungsenergien, die den Zuständen natürlicher Parität der $K=2$ - Bande entsprechen, Linien auf. Durch den Reaktionsmechanismus werden also Zustände unnatürlicher Parität unterdrückt. In einfachen Prozessen wie Einstufenanregung oder Ein-Nukleontransferreaktionen, deren Reaktionsamplitude sich in der Form

$$(III.1) \quad S = (\psi_f(\beta_j)\varphi_f(\vec{r}) | V | \psi_i(\beta_j)\varphi_i(\vec{r}))$$

mit

$$(III.2) \quad V = V(\vec{r}, \beta_j)$$

darstellen lassen, können nur Zustände natürlicher Parität angeregt werden (EID62). Dabei sind die inneren Koordinaten mit β_j bezeichnet. Wenn das Potential und die Relativbewegung der Reaktionspartner von ein und demselben Abstandsvektor ($\vec{r}$) abhängen, läßt sich Gl.III.1 faktorisieren und die Paritätsregel folgt (EID62). In komplizierteren Prozessen kann die Abstandskoordinate vom Ein- zum Ausgangskanal einen "Sprung" machen, z.B. wenn die Identität von Target und Projektil nicht gewahrt ist, und die Anregung von Zuständen unnatürlicher Parität wird möglich (EID62, AUS70). Aus diesem Grund gibt es in Compoundkernprozessen keine Bevorzugung der natürlichen oder der unnatürlichen Parität. Die Beobachtung, daß Zustände unnatürlicher Parität unterdrückt sind, ist da-

her ein starkes Indiz dafür, daß Umlaufreaktionen nicht über einen Compoundkern ablaufen.

Es werden Linien beobachtet, die von ihrem Q-Wert her dem 5^- und dem 7^- Zustand der ^{24}Mg - 1^- - Bande zugeordnet werden können. Bei den Anregungsenergien, die einer Anregung des ^{24}Mg in einem der 6^+ - Zustände der unteren Banden und einer gleichzeitigen Anregung des ^{12}C im 2^+ - Zustand bei 4.43 MeV entsprechen, sind Strukturen sichtbar. In der Nähe der starken Linie bei 16.5 MeV sind eine Reihe von Zuständen hohen Spins bekannt: 8^+ bei 16.30 MeV, $8^+, 9^-$ bei 16.55 MeV, 7^- bei 16.42 MeV, 8^+ bei 16.84 MeV. Die im Spektrum folgenden schwachen Linien liegen bei Anregungsenergien, die durch Doppelanregung von $^{12}\text{C}(2^+)$ und ^{24}Mg mit Spins zwischen 6 $\hbar$ und 8 $\hbar$ erreicht werden können. Auf der abfallenden Flanke schließlich erkennt man die schon erwähnte starke Linie, in deren Bereich die 10^+ - Zustände bei 20.8 MeV und 21.3 MeV fallen.

Auch im $Z=6$ - Kanal hat man es vorwiegend mit der Ausgangskanalkonfiguration mit $N=Z$ zu tun, die hier allerdings stark durch den Grundzustands-Q-Wert bevorzugt ist. Auffallend ist das Auftreten vieler Linien, die mit Doppelanregung beider Reaktionspartner erklärt werden können. Aus dem in Kap.II Abb.II.3 dargestellten γ - Energiespektrum wird eine Wahrscheinlichkeit von $(50\pm 10)\%$ dafür abgeleitet, daß ^{24}Mg in irgendeinem Zustand angeregt ist, und ^{12}C gleichzeitig im 4.43 MeV (2^+)- Zustand angeregt ist.

Im $Z=7$ - Spektrum erkennt man die Zustände der 3^+ - Grundzustandsbande von ^{22}Na bis zum 9^+ . In der Mitte des Spektrums deutet eine Linie Doppelanregung von ^{14}N und ^{22}Na an. Wieder wird im wesentlichen der $N=Z$ - Kanal bevölkert, obwohl der $^{13}\text{N} + ^{23}\text{Na}$ - Kanal mit einem Grundzustands-Q-Wert von -9.75 MeV günstiger wäre. Der Ausgangskanal $^{15}\text{N} + ^{21}\text{Na}$ sollte vom Grundzustands-Q-Wert ($Q_{\text{gg}} = -11.85$ MeV) her gleichwahrscheinlich wie der $N=Z$ - Kanal sein. Der Reaktionsmechanismus begünstigt aber den Kanal, der das gleiche Protonen - zu Neutronenzahlverhältnis hat wie der Eingangskanal.

Tab.III.1: Übersicht über die beobachteten Ausgangskanäle

Ausgangskanal	Spinkonfiguration im Grundzustand	Q_{gg} (MeV)	Bemerkung
${}^9\text{B}+{}^{27}\text{Al}$	$3/2^-+5/2^+$	-9.15	${}^9\text{B}$ instabil
${}^{10}\text{B}+{}^{26}\text{Al}$	3^++5^+	-13.77	stark dominant
${}^{11}\text{B}+{}^{25}\text{Al}$	$3/2^-+5/2^+$	-13.69	schwache Anregung des Grundzustands beobachtet
${}^{11}\text{C}+{}^{25}\text{Mg}$	$3/2^-+5/2^+$	-11.39	nicht beobachtet
${}^{12}\text{C}+{}^{24}\text{Mg}$	0^++0^+	0	dominant
${}^{13}\text{C}+{}^{23}\text{Mg}$	$1/2^-+3/2^+$	-11.59	nicht beobachtet
${}^{14}\text{C}+{}^{22}\text{Mg}$	0^++0^+	-16.56	nicht beobachtet
${}^{13}\text{N}+{}^{23}\text{Na}$	$1/2^-+3/2^+$	-9.75	Grundzustand schwach angeregt
${}^{14}\text{N}+{}^{22}\text{Na}$	1^++3^+	-11.61	dominant
${}^{15}\text{N}+{}^{21}\text{Na}$	$1/2^-+3/2^+$	-11.85	Grundzustand schwach angeregt
${}^{15}\text{O}+{}^{21}\text{Ne}$	$1/2^-+3/2^+$	-11.05	nicht beobachtet
${}^{16}\text{O}+{}^{20}\text{Ne}$	0^++0^+	-2.15	dominant
${}^{17}\text{O}+{}^{19}\text{Ne}$	$5/2^++1/2^+$	-14.87	nicht beobachtet
${}^{18}\text{F}+{}^{18}\text{F}$	1^++1^+	-15.68	dominant
${}^{19}\text{F}+{}^{17}\text{F}$	$5/2^++1/2^+$	-14.40	Anregung des Grundzustands beobachtet

Im $Z=8$ - Spektrum sind nur bei kleinen Anregungsenergien Linien zu erkennen. Im Bereich, der großen Anregungsenergien entspricht, stammt ein großer Teil der Ereignisse von primär in der Reaktion gebildeten ${}^{20}\text{Ne}$ - Kernen, die sich über α -Zerfall abgeregt haben und als ${}^{16}\text{O}$ - Kerne nachgewiesen werden. Im Spektrum werden die Zustände der ${}^{20}\text{Ne}$ - Grundzustandsbande bis zum 8^+ beobachtet. Der 3^- Zustand bei 6.13

MeV im ^{16}O wird ebenfalls bevölkert. Die restlichen Linien werden erklärt durch Doppelanregung des 3^- - Zustands im ^{16}O und des 2^+ - bzw. 4^+ - Zustands im ^{20}Ne .

Im $Z=9$ - Spektrum wird neben dem Grundzustand von ^{18}F und dem 5^+ - Zustand der Grundzustandsbande eine sehr starke Linie beobachtet, die der Doppelanregung des 5^+ - Zustands der Grundzustandsbande ($Z=9$ ist der symmetrische Kanal, hier $^{18}\text{F} + ^{18}\text{F}$) zuzuschreiben ist. Bei etwas höherer Anregungsenergie erkennt man den 2^+ - und den 4^+ - Zustand der 0^+ - Bande im ^{18}F . Oberhalb vom Grundzustand für $^{18}\text{F} + ^{18}\text{F}$ liegt eine Linie, die gut mit dem Grundzustand für $^{19}\text{F} + ^{17}\text{F}$ erklärt werden kann. Weitere Linien, die mit Zuständen im ^{17}F oder ^{19}F identifiziert werden können, werden nicht beobachtet. Der Grundzustands-Q-Wert für $^{17}\text{F} + ^{19}\text{F}$ ist mit $Q_{gg} = -14.40$ MeV etwas günstiger als derjenige für $^{18}\text{F} + ^{18}\text{F}$ mit $Q_{gg} = -15.68$ MeV. Dennoch wird der $N=Z$ - Kanal vom Reaktionsmechanismus bevorzugt.

Das Auftreten von Linien in allen Spektren der leichten Ejektile, die meist mit Zuständen im schweren Fragment identifiziert werden können, belegt den binären Charakter der Reaktion in diesem Winkelbereich.

Die beobachteten Zustände liefern neue Informationen über den Reaktionsmechanismus: Es ist bemerkenswert, daß bevorzugt Zustände bevölkert werden, die dem $N=Z$ - Ausgangskanal entsprechen. Für die Ausgangskanäle mit $Z=6$ und $Z=8$ ist das auch der energetisch günstigste Fall. Für die Kanäle mit ungeradem Z hingegen sind die energetisch günstigeren Konfigurationen gegenüber dem $N=Z$ - Kanal unterdrückt. Dieses Phänomen ist als Eigenschaft tiefinelastischer Reaktionen in schwereren Systemen bekannt. Das Verhältnis der Protonen- zur Neutronenzahl ist ein Freiheitsgrad, in dem sich schnell ein Gleichgewicht einstellen kann, während in den anderen Freiheitsgraden wegen der kurzen Reaktionszeiten das vollständige statistische Gleichgewicht nicht erreicht wird (SCH84). Es ist interessant, daß auch die molekularen Resonanzen von (sd) Kernen auf $N=Z$ beschränkt zu sein scheinen, was in Übereinstimmung mit Nilsson-Modell-Rechnungen für den spaltisomeren Zwischenkern steht (BET84). In Compoundkernreaktionen wird dagegen das statistische Gleichgewicht er-

reicht. Daher schließt die Beobachtung, daß vorwiegend $N=Z$ -Kanäle bevölkert werden, Compoundkernprozesse als dominante Quelle für Orbiting aus.

Die beobachteten Zustände haben meist hohen Spin. Das Auftreten der diskreten Linien in den Spektren, das man aus tiefinelastischen Reaktionen schwererer Systeme überhaupt nicht kennt, läßt sich auf eine selektive Bevölkering von Zuständen in der Nähe der Yrastlinien zurückführen, die im folgenden begründet wird.

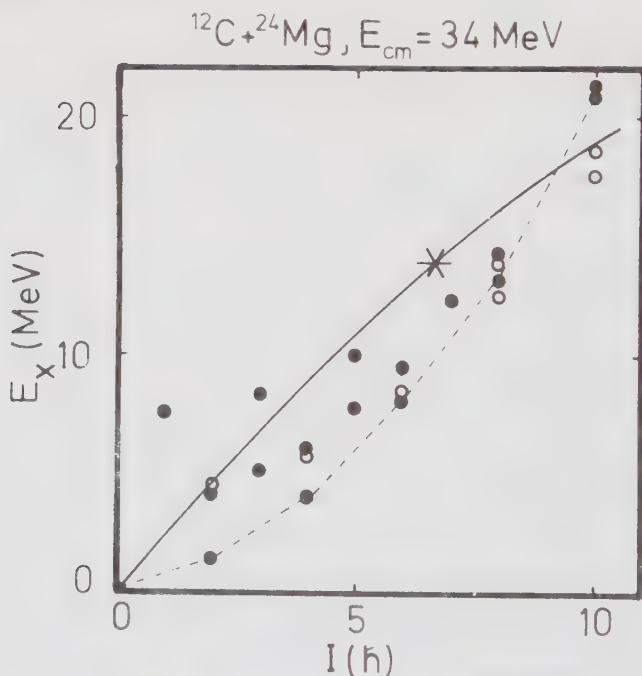


Abb.III.2: E_x - I - Diagramm für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ bei $E_{\text{cm}} = 34 \text{ MeV}$

Als schwarze Punkte sind bekannte Zustände in ^{24}Mg eingetragen, als offene Kreise (E_x, I)- Werte, denen Doppelanregung von beiden Reaktionspartnern entspricht, wobei die Spins beider Kerne parallel stehen. Gestrichelt ist die Grundzustandsbande von ^{24}Mg angedeutet. Auf der durchgezogenen Kurve, die sich aus der klassischen Energiebilanz ergibt, wurde durch einen Stern der Punkt für starre Rotation gekennzeichnet.

Eine Abschätzung für den auf die Fragmente übertragenen Spin erhält man aus der Energiebilanz im Ausgangskanal. Bei dem Reaktionsabstand, bei dem der rotierende Doppelkern auseinanderreißt, besteht die kinetische Energie der Relativbewegung nur aus Rotationsenergie. Für die Gesamtenergie bei inelastischer Streuung, bestehend aus potentieller und kinetischer Energie, gilt daher (von Deformationseffekten abgesehen):

$$(III.3) \quad E_f^{kin} = V_{Coul} + V_{nuc} + \frac{l_f(l_f+1) \hbar^2}{2\mu R^2}$$

und

$$(III.4) \quad E_f^{kin} = E_i - E_x$$

Der auf die Fragmente übertragene Spin I ist die Differenz aus Eingangsdrehimpuls l_i und Ausgangsdrehimpuls l_f , wenn l_i und l_f parallel stehen. Damit erhält man einen Zusammenhang zwischen Fragmentspin I und Anregungsenergie E_x .

Die Lage dieser Kurve kann man mit den bekannten Zuständen in einem E_x - I -Diagramm vergleichen (Abb.III.2). Als Eingangsdrehimpuls wurde für die Rechnung der kritische für Fusion ($l_{crit} = 21 \hbar$) angenommen. Der Bereich links der Kurve ist aus Gründen der Energie- und Drehimpulserhaltung klassisch verboten: Wird bei gleicher Anregungsenergie ein Zustand kleineren Spins bevölkert, reicht die für die Relativbewegung verbleibende Energie nicht aus, um eine Rotationsbewegung mit dem sich ergebenden, größeren Ausgangsdrehimpuls auszuführen. Der Bereich rechts der Kurve kann durch schlechte Ausrichtung des Spins erreicht werden, d.h. wenn die Annahme, Eingangs- und Ausgangsdrehimpuls seien parallel, nicht erfüllt ist. Tiefinelastische Streuung kann mit Eingangsdrehimpulsen stattfinden, die zwischen dem kritischen für Fusion und dem Streifdrehimpuls liegen. Ein größerer Eingangsdrehimpuls verschiebt die gerechnete Kurve zu höheren Fragmentspins, so daß nicht notwendigerweise alle rechts von der eingetragenen Kurve liegenden Zustände nur mit schlechter Spinausrichtung angeregt werden können. Als Stern gekennzeichnet wurde der Punkt dieser "matching"-Kur-

ve, der der Bedingung für starre Rotation (s.Kap.III.2) genügt.

Im Fall von inelastischer $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ - Streuung führt die klassische Energiebilanz in die Nähe der Yrastlinie. Es ist daher sofort verständlich, warum in den Spektren diskrete Linien auftreten. In tiefinelastischen Reaktionen schwererer Systeme wie z.B. 100 MeV $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ läuft eine solche "matching"- Kurve sehr steil von der Yrastlinie weg und liegt bei dem Spin, der sich aus der Bedingung für starre Rotation ergibt, etwa 30 MeV oberhalb der Grundzustandsbande (RIT85). Die unterschiedlichen Spektrenformen beider Beispiele können im gleichen klassischen Bild verstanden werden.

Auch die starke Unterdrückung von Kanälen mit ungeradem Z läßt sich mithilfe der Energiebilanz erklären. Die beobachtete Z- Selektivität kann darauf zurückgeführt werden, daß Reaktionskanäle mit sehr hohen, negativen Grundzustands-Q- Werten unterdrückt sind. Die Ausgangskanäle mit ungeradem Z haben alle negative Grundzustands-Q-Werte mit Beträgen oberhalb 10 MeV, während die Grundzustands-Q-Werte der starken Kanäle mit geradem Z einen viel kleineren Betrag haben (s.Tab.III.1).

Im Fall der Transferkanäle gilt (von Deformationseffekten abgesehen):

$$(III.5) \quad E_f^{\text{kin}} = V_{\text{Coul}}^f + V_{\text{nuc}}^f + \frac{I_f(I_f+1)\hbar^2}{2\mu R^2}$$

und

$$(III.6) \quad E_f^{\text{kin}} = E_i + Q_{\text{gg}} - E_x$$

Damit gibt es wieder einen Zusammenhang zwischen Anregungsenergie E_x und Fragmentspin $I \approx I_i - I_f$. Als typisches Beispiel wurde in ein E_x -I- Diagramm (Abb.III.3) neben den untersten angeregten Zuständen für den Ausgangskanal $^{18}\text{F} + ^{18}\text{F}$ die Kurve eingezeichnet, die sich aus der klassischen Energiebilanz ergibt. Als Eingangsdrehimpuls wurde wieder der kritische Drehimpuls für Fusion von $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ verwendet, d.h. $21 \hbar$ bei einer Schwerpunktsenergie von 34 MeV. Die Kurve liegt rechts von der Yrastlinie, d.h. in diesem Kanal

wäre es klassisch verboten, Zustände aus der Grundzustandsbande anzuregen. In Kap.III.2 wird sich zeigen, daß diese Zustände dennoch angeregt werden können, da zu diesen Kanälen auch kleinere Drehimpulse als der kritische für Fusion im Eingangskanal beitragen können. Als gestrichelte Linie ist die Kurve eingetragen, die sich mit diesem kleineren Eingangsdrehimpuls ($l_1 = 11 \hbar$, s. Kap.III.2) aus der klassischen Energiebilanz ergibt. Sie verläuft in der Nähe der Yrastlinie, so daß diese Kanäle doch erlaubt sind. Auf jeder dieser Kurven gibt es einen Punkt, der die Bedingung für starre Rotation erfüllt. Auf der durchgezogenen Kurve liegt dieser bei ungefähr $6 \hbar$, und einer Anregungsenergie im negativen Bereich außerhalb des Diagramms (Abb.III.3). In diesem Kanal kann sich daher mit einem Eingangsdrehimpuls, der dem kritischen Drehimpuls im Eingangskanal entspricht, kein starr rotierender Komplex ausbilden.

Für den kleineren Eingangsdrehimpuls liegt der Punkt für starre Rotation bei einer Anregungsenergie, die ungefähr dem Doppelten der Anregungsenergie des 5^+ - Zustands im ^{18}F entspricht. Die Doppelanregung des ^{18}F - 5^+ - Zustands ist in den Spektren eine prominente Linie. Der aus der "sticking"- Bedingung folgende Spin ist aber sehr viel kleiner ($2.5 \hbar$) als die Summe der ausgerichteten 5^+ - Zustände ($10 \hbar$). In diesem extrem schwachen Kanal wird also entweder die von der "sticking"- Bedingung geforderte Parallelität der Spins oder die klassische Energiebilanz an der Barriere nicht eingehalten. Letzteres ist aufgrund der quantenmechanischen Unschärfe in der Abstandskoordinate möglich.

Der Ausgangskanal $^{18}\text{F} + ^{18}\text{F}$ wurde als Beispiel für die Kanäle mit ungerader Kernladungszahl gewählt, weil hier die Verhältnisse besonders drastisch sind. Für die anderen schwachen Kanäle gilt auch, daß aufgrund der stark negativen Grundzustands-Q-Werte (Tab.III.1) die Energiebilanz an der Barriere für $l_1 \geq l_{\text{crit}}$ in den klassisch verbotenen Bereich unterhalb der Yrastlinien führt.

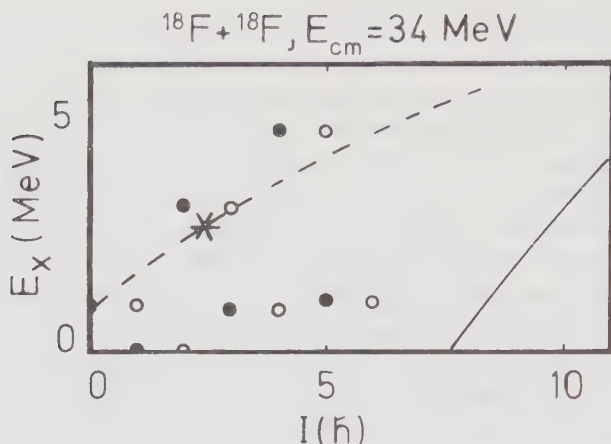


Abb.III.3: E_x - I - Diagramm für $^{18}\text{F} + ^{18}\text{F}$ bei $E_{\text{cm}} = 34 \text{ MeV}$

Die offenen und die schwarzen Punkte entsprechen bekannten Zuständen in ^{18}F für den Fall, daß sich der zweite ^{18}F -Kern im Grundzustand mit ausgerichtetem bzw. nichtausgerichtetem Spin 1^+ befindet. Durchgezogen ist die Kurve, die sich aus der klassischen Energiebilanz ergibt, mit dem kritischen Drehimpuls des Eingangskanals als Eingangsdrehimpuls, gestrichelt diejenige mit dem kritischen Drehimpuls des Ausgangskanals als Eingangsdrehimpuls (vgl. Kap.III.2) eingetragen. Auf letzterer markiert der Stern die Bedingung für starre Rotation.

Bei Erhöhung der Einschußenergie werden die Kurven für die Energiebilanz steiler und führen schließlich in das Gebiet hoher Niveaudichte hoch oberhalb der Yrastlinie. In Übereinstimmung damit nähert sich die Gestalt der Spektren mit wachsender Einschußenergie der Glockenform an, wie man sie gewöhnlich in tiefinelastischen Prozessen findet. Zur Illustration sind in Abb.III.4 vier $Z=6$ - Spektren bei Schwerpunktsenergien zwischen 30 MeV und 42 MeV dargestellt. Bei allen Energien werden diskrete Zustände beobachtet, die jedoch mit zunehmender Energie an Deutlichkeit verlieren. Dem gegenüber wird die Glockenform ausgeprägter.

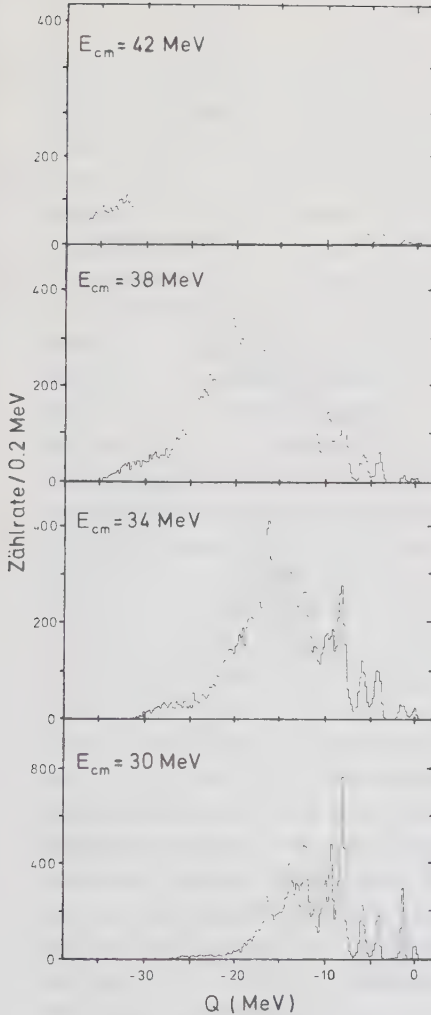


Abb. III.4: Q-Wert-spektren für den $Z=6$ -Kanal von $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ - Umlaufreaktionen bei Schwerpunktsenergien von 42 MeV, 38 MeV, 34 MeV und 30 MeV. Mit zunehmender Energie löschen sich die Strukturen immer mehr aus, die Spektren nähern sich mehr und mehr der aus tiefinelastischen Reaktionen bekannten Glockenform an.

III.2 Abhängigkeit des Energieverlusts von der Einschußenergie

Der Schwerpunkt der Spektren verschiebt sich mit zunehmender Einschußenergie nach negativeren Q-Werten. In Untersuchungen tiefinelastischer Stöße wird oft der optimale Q-Wert angegeben, bei dem das Maximum des Spektrums liegt. In den hier gemessenen Spektren ist diese Definition wegen der überlagerten diskreten Zustände nicht sinnvoll. Um unabhängig von den Feinstrukturen der Spektren einen für die Umlaufkomponente charakteristischen, "optimalen Q-Wert" zu definieren, wurden die gemessenen Spektren mit Gaußfunktionen großer Breite gefaltet. Dadurch werden glatte Verteilungen wie z.B. in Abb.III.5 erhalten. In diesen Kurven wurde das Maximum gesucht durch Anfitten einer Gaußkurve in einem Bereich, der das Maximum und die rechte Flanke umfaßt. Die linke Flanke wurde nicht in den Fit miteinbezogen, weil hier Ereignisse, die aus Abdampfprozessen anderer Kanäle stammen, das Ergebnis verfälschen können.

Die dem optimalen Q-Wert, Q^0 , entsprechende optimale Austrittsenergie,

$$(III.7) \quad E_f^0 = E_{cm}^i + Q^0 ,$$

wurde als Funktion der Einschußenergie E_{cm}^i für die Ausgangskanäle mit $Z=5-9$ ermittelt (Abb.III.6). Sowohl im Betrag als auch in der Abhängigkeit von der Einschußenergie unterscheiden sich die verschiedenen Reaktionskanäle stark. Während die Datenpunkte für $Z=5-7$ einen leichten Anstieg mit der Einschußenergie zeigen, steigen diejenigen für $Z=8$ zunächst steil an und fallen dann wieder ab, für $Z=9$ erhält man einen sehr steilen Anstieg der Austrittsenergie als Funktion der Einschußenergie. Bei gegebener Einschußenergie zeigt E_f^0 als Funktion von Z Sprünge, wie man sie von schweren Systemen (GOB80, RIT85, SCH77) nicht kennt.

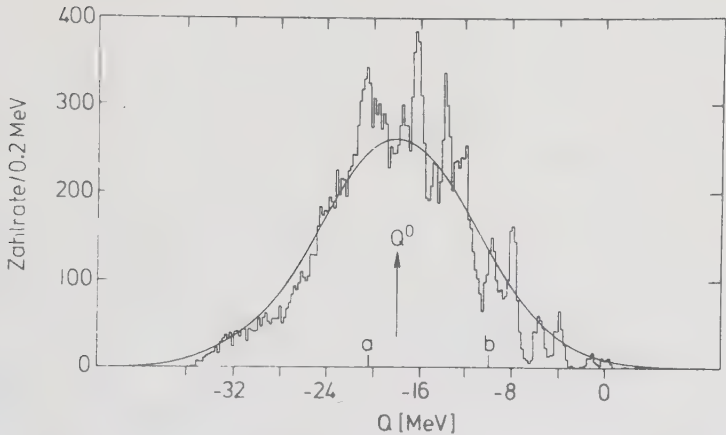


Abb.III.5: Q -Wertspektrum im $Z=6$ - Kanal bei 114 MeV

Über dem ursprünglichen Spektrum ist das geglättete (s. Text) dargestellt. Q^0 wurde bestimmt durch Anfitzen einer Gaußfunktion im Bereich zwischen a und b .

Das Abknicken der Austrittsenergien im $Z=8$ - Kanal kommt dadurch zustande, daß die gemessene Q -Wertverteilung für $Z=8$ nicht die primäre Verteilung aus der Reaktion ist. ^{20}Ne ist schon bei niedrigen Anregungsenergien ($E_x \approx 6$ MeV) α - instabil. Für die Vorwärtslösung (vgl.Kap.II.1) des Reaktionskanals $Z=10$ werden daher Ereignisse mit $E_x \geq 6$ MeV als ^{16}O - Kerne im Detektor nachgewiesen. Das täuscht Ereignisse mit höherem Q -Wert vor, was zu einer Verteilung um zu kleine Austrittsenergien führt. Mit zunehmender Einschußenergie werden vermehrt höher angeregte Zustände bevölkert, was das Abknicken der Austrittsenergiekurve erklärt. In den anderen Kanälen gibt es keinen signifikanten Störeffekt dieser Art.

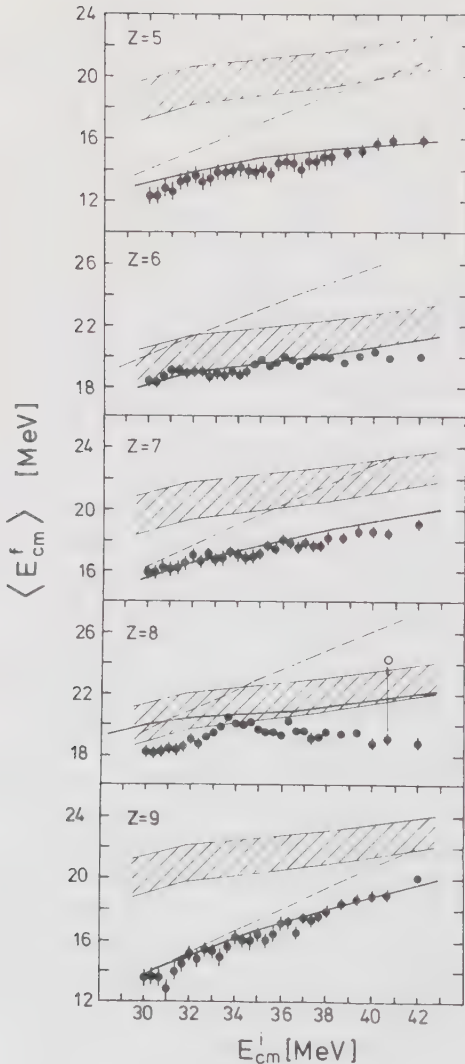


Abb. III.6: Die optimalen Austrittsenergien (s. Text) der Ejektile sind als Funktion der Einschußenergie aufgetragen. Das Ergebnis verschiedener Rechnungen (s. Text) wurde zum Vergleich eingetragen.

In das Diagramm für $Z=8$ wurde als offener Kreis eine obere Abschätzung für die Schwerpunktsverschiebung des Spektrums durch primäre ^{20}Ne -Ionen, die nach α -Zerfall als ^{16}O nachgewiesen werden, eingetragen.

Die extrahierten Werte können mit einem kürzlich vorgeschlagenem Konzept (SHA84) verglichen werden. In Orbitingprozessen von $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ im CM-Einschußenergiebereich zwischen 30 MeV und 57 MeV wird für die starken Ausgangskanäle mit $Z=6$ und $Z=8$ zunächst ein starkes, lineares Anwachsen der Austrittsenergie mit der Einschußenergie und dann, ab etwa

45 MeV Einschußenergie, eine Sättigung der Austrittsenergie beobachtet, wobei die Austrittsenergien im $Z=6$ - Kanal höher liegen als im $Z=8$ - Kanal. Dieser Sättigungseffekt wird auf eine prinzipielle Begrenzung des Drehimpulses, der zu Orbitingprozessen beitragen kann, zurückgeführt. Für den hier gemessenen Energiebereich kann für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ ein solcher Sprung in der Steigung ausgeschlossen werden. Mit dem in (SHA84) angegebenen Potential wurde abgeschätzt, daß die Knickstelle für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 50 MeV liegen würde und ein Sättigungswert von etwa 22.5 MeV erreicht wird. Dabei ist zu beachten, daß es sich bei dem verwendeten Potential um eine Abwandlung desjenigen Potentials (BAS77) handelt, das die Fusion von $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ beschreibt (DAN82). Während ein Sättigungseffekt außerhalb des hier untersuchten Bereichs natürlich nicht ausgeschlossen werden kann, zeigen unsere Daten für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ doch, im Widerspruch zu dem Konzept von (SHA84) eine starke Kanalabhängigkeit im Verhalten von $E_f^0(E_{\text{cm}}^i)$.

Im folgenden soll nun versucht werden, die Austrittsenergien durch Potentialrechnungen wiederzugeben. Den Rechnungen liegt die Annahme zugrunde, daß die Reaktionsprodukte mit derjenigen Energie nachgewiesen werden, die der Höhe der Wechselwirkungsbarriere einschließlich der Rotationsenergie der Relativbewegung am Zerreißpunkt des Doppelkerns entspricht. Dieses Konzept wurde bereits zur Berechnung der "sticking"- Punkte (s.oben) verwendet. Das Potential, in dem sich die Kerne während der Reaktion bewegen, setzt sich aus dem repulsiven Coulomb- und dem attraktiven Kernpotential zusammen. Es wird angenommen, daß das System starr rotiert und die Bewegung am Zerreißpunkt nur aus Rotation besteht. Daher ist es sinnvoll, die Wechselwirkungsbarriere im rotierenden System zu betrachten.

Bei der Erklärung der Austrittsenergien und Drehimpulsüberträge in tiefinelastischen Reaktionen schwererer Systeme hat sich das Konzept des starr rotierenden Doppelkerns gut bewährt. Als Eingangsdrehimpuls der Reaktion nimmt man dabei einen Drehimpuls etwas oberhalb des kritischen für Fusion an. Starre Rotation bedeutet, daß die intrinsische Winkelgeschwindigkeit ω der Reaktionspartner gleich derjenigen der

Relativbewegung ist. Mithilfe des Steinerschen Satzes läßt sich der Drehimpuls im Ausgangskanal ausdrücken:

$$(III.8) \quad l_{\text{gesamt}} = (\Theta_1 + \Theta_2 + \mu R^2) \cdot \omega$$

Die Trägheitsmomente der Reaktionspartner, Θ_1 und Θ_2 , wurden mit den Parametern von (DAV76) berechnet.

Für Spin 0 Teilchen im Eingangskanal fordert die Drehimpulserhaltung:

$$(III.9) \quad \begin{aligned} l_i &= I_1 + I_2 + l_{\text{rel}} \\ &= \Theta_1 \cdot \omega + \Theta_2 \cdot \omega + \mu R^2 \omega \end{aligned}$$

Da $I_j = \omega \Theta_j$ für $j=1,2$, folgt

$$(III.10) \quad \begin{aligned} I_j &= \frac{\Theta_j}{\Theta_1 + \Theta_2 + \mu R^2} \cdot l_i \\ l_{\text{rel}} &= \frac{\mu R^2}{\Theta_1 + \Theta_2 + \mu R^2} \cdot l_i \end{aligned}$$

Diese Aufteilung des Eingangs-drehimpulses auf die Fragmente führt in tiefinelastischen Reaktionen schwererer Systeme (DÜN84, RIT85) zu einer guten Übereinstimmung mit den Daten. Abweichungen von der vollständigen Ausrichtung der Kernspins entlang der Streunormalen, die hier in Übereinstimmung mit dem einfachen Bild der starren Rotation angenommen wird, sind Gegenstand des nächsten Kapitels. Sie führen zu einer geringfügigen Erhöhung der mittleren Werte von l_{rel} , die bei den hier durchgeführten Abschätzungen vernachlässigt werden können.

Zerreißt der starr rotierende Doppelkern bei einem Abstand R , außerhalb dessen nur konservative Kräfte wirken, so gilt:

$$(III.11) \quad E_f = V_{nuc} + V_{Coul} + V_{rot}^{rel}$$

Dabei ist V_{nuc} das Kernpotential, V_{Coul} das Coulombpotential und V_{rot}^{rel} die kinetische Energie der Relativbewegung. Die kinetische Energie der Radialbewegung beim Abstand R wird als vernachlässigbar klein angenommen. Für die Rotationsenergie der Relativbewegung wird mit dem unter der Annahme der starren Rotation abgeleiteten Drehimpuls l_{rel} gerechnet:

$$(III.12) \quad V_{rot}^{rel} = \frac{\hbar^2 l_{rel}(l_{rel}+1)}{2\mu R^2}$$

Das Coulombpotential lautet:

$$(III.13) \quad V_{Coul} = 1.44 \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2}{R}$$

Für das Kernpotential wurde das von Bass (BAS77) angegebene verwendet. Dieses Potential ist an Fusionsquerschnitte vieler leichter Systeme angepaßt (BAS74, BAS77) und gibt auch für die Fusion von $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ die gemessenen Wirkungsquerschnitte gut wieder (DAN82).

$$(III.14) \quad V_{nuc}(s) = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} \cdot \{0.03 \exp(s/3.3 \text{ fm}) + 0.0061 \exp(s/0.65 \text{ fm})\}^{-1} \frac{\text{MeV}}{\text{fm}}$$

Dabei werden folgende Kernradien (in fm) verwendet (BAS77):

$$(III.15) \quad R_j = 1.16 \cdot A_j^{1/3} - \frac{1.39}{A_j^{1/3}} \quad ; \quad j=1,2$$

Als Variable wird der Abstand der Oberflächen s verwendet, der durch

$$(III.16) \quad R = R_1 + R_2 + s$$

definiert ist. Für den Parameter s , der den "Zerreißpunkt" des Systems definiert, an dem die totale potentielle Energie mit der gemessenen Energie E_f^0 verglichen werden kann, wurden zwei Extreme gewählt, die den physikalisch sinnvollen Bereich eingrenzen. Die obere Grenze ($s = 3$ fm) liegt in der Nähe des Potentialmaximums für $l=0$ und liefert einen Schwerpunktsabstand in Übereinstimmung mit dem bei schweren Systemen bewährten Rezept (RIT85). Die untere Grenze ($s = 1.8$ fm) wurde so gewählt, daß der beobachtete Spinübertrag durch die Bedingung für starre Rotation (Gl.III.9, Gl.III.10) gut wiedergegeben wird. Für diejenigen Werte von l_{crit} , bei denen das Potential im rotierenden System eine äußere Barriere aufweist (s.u.), liegt diese innerhalb der beiden Grenzen. Die Rechnungen wurden für alle Einschußenergien mit $l_i = l_{crit}$ durchgeführt, dessen Werte nach dem Sharp-cutoff-Konzept ($\sigma_f = \pi \chi^2 (l_{crit} + 1)^2$) den experimentellen Wirkungsquerschnitten für Fusion (DAN82) entnommen wurden. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Abb.III.6 als Begrenzungslinien des schraffierten Bereichs eingetragen. Für den $Z=6$ -Ausgangskanal erhält man mit $s = 1.8$ fm eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Die Daten in dem anderen starken Kanal ($Z=8$) stehen bis ca. 36 MeV, wo sich der oben erklärte Störeffekt bemerkbar macht, nicht im Widerspruch zu diesem Konzept. Für die übrigen Reaktionskanäle $Z=5,7,9$ werden die Austrittsenergien durch die Rechnungen bei weitem überschätzt. Da das Coulomb- und Kernpotential sich mit dem Ausgangskanal nur schwach ändert, muß aus der Diskrepanz zwischen Rechnung und Daten darauf geschlossen werden, daß zu diesen Reaktionskanälen kleinere Eingangsdrehimpulse beitragen.

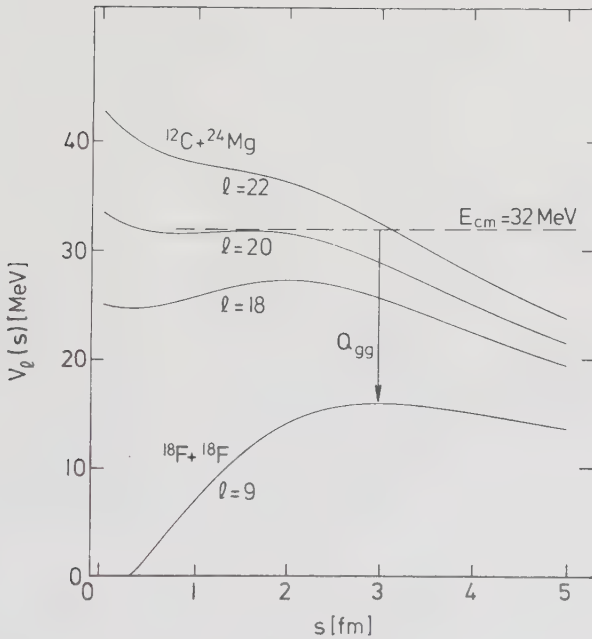


Abb.III.7: Wechselwirkungspotentiale, $V_l(s) = V_{\text{nuc}}(s) + V_{\text{Coul}}(s) + V_{\text{rot}}(l, s)$, im rotierenden System als Funktion des Abstands s der scharfen Kernoberflächen für die Systeme $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ und $^{18}\text{F} + ^{18}\text{F}$ für verschiedene Bahndrehimpulse der Relativbewegung.

Die Energiebilanz zeigt also, daß die schwachen $Z=5,7,9$ -Kanäle bei Drehimpulsen unterhalb l_{crit} gebildet werden, d.h. mit dem Fusionsprozeß konkurrieren, dessen Wahrscheinlichkeit mit abnehmendem l_1 stark zunimmt. Es wurden zwei Konzepte erprobt, um das größtmögliche l_1 zu bestimmen:

1.) Es wird dasjenige l_1 bestimmt, bei dem sich die Kerne nach dem Transfer am nächsten kommen, ohne zu fusionieren ("kritischer Drehimpuls des Ausgangskanals", s. Abb.III.7). Es wird also die gesamte, nach dem Transfer zur Verfügung stehende Energie der äußeren Barriere gleichgesetzt:

$$(III.17) \quad E_{\text{cm}}^i + Q_{\text{gg}} = \text{Maximum} \left(V_{\text{Coul}}(R) + V_{\text{Nuc}}(R) + \frac{\hbar^2 l_1(l_1+1)}{2 \mu R^2} \right)$$

Ohne den Grundzustands-Q-Wert Q_{gg} gibt diese Gleichung das Bass'sche Konzept für Fusion wieder, nach dem Bahnen, die über die Potentialbarriere hinweg zu $s=0$ gelangen, zur Fusion führen. Es stellt sich heraus, daß die nach Gl.III.17 bestimmte höchste Potentialkurve eine äußere Barriere in dem Bereich von $s=1.8$ fm bis 3.0 fm hat. Wird nun beim Barrierenabstand die Sticking-Bedingung angewendet, so erhält man Austrittsenergien, die durch die starken Linien in Abb.III.6 wiedergegeben werden. Für $Z=6$ ergibt Gl.III.17 gerade $l_i=l_{crit}$, so daß bei einer Einschränkung der Sticking-Bedingung auf $s=1.8$ fm bis 3.0 fm der schon diskutierte schraffierte Bereich erhalten wird. Es ergibt sich nun auch für die ungeraden Kanäle eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Wahrscheinlich ist die Einführung von Deformationsparametern wichtig, wenn eine noch genauere Wiedergabe der Daten angestrebt wird, doch werden die starken Unterschiede zwischen den verschiedenen Kanälen schon mit diesem einfachen Bild im wesentlichen erfaßt.

2.) Es wird angenommen, daß die starre Rotation vor dem Transfer erreicht wird und wieder das maximal mögliche l_i ($=l_{rel}+I_1+I_2$) nach

$$(III.18) \quad E_{cm}^{\prime} + Q_{gg} = \text{Maximum} (V_{Coul}(R) + V_{Nuc}(R) + \frac{\hbar^2 l_{rel}(l_{rel}+1)}{2\mu R^2})$$

errechnet. Diese Bedingung bedeutet, daß die Stickingkonfiguration des Ausgangskanals gerade noch die Barriere überwindet (Fusion-fission Bild). Man erhält größere Werte von l_i und damit auch der Austrittsenergie als im Fall 1.), im Widerspruch zu den Daten (gestrichelte Linien).

Die gute Wiedergabe der Daten mit Konzept 1.) bedeutet, daß die Reaktion bei demjenigen Eingangsdrehimpuls abläuft, bei dem die Reaktionsprodukte kalt gebildet werden können, ohne sofort zu fusionieren. Die betrachteten Reaktionskanäle $Z=5,7,9$ haben einen sehr stark negativen Grundzustands-Q-Wert. In diesem Fall scheint die Reaktion im Eingangskanal stattzufinden, ehe sich der starr rotierende Doppelkern ausbildet und Drehimpuls übertragen wird. Das widerspricht der allgemeinen Vorstellung über den Ablauf tiefinelastischer Reaktionen, wonach zunächst Drehimpuls transferiert wird und

der Massentransfer ein langsamer Prozeß ist. Es ist zu beachten, daß diese Reaktionskanäle aufgrund ihrer stark negativen Grundzustands-Q-Werte stark unterdrückt sind. "Normale" tiefinelastische Reaktionen in diese Kanäle sind nicht möglich. Wird der Doppelkern $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ mit einem Drehimpuls etwas über dem kritischen für Fusion im Eingangskanal gebildet und wird dann durch Massentransfer der Reaktionskanal mit $Z=5, 7$ oder 9 gebildet, so ist der Doppelkern wegen des großen, negativen Grundzustands-Q-Werts instabil gegen Fusion.

Im Fall des $Z=6$ - inelastischen Kanals entspricht die Wahl des Eingangsdrehimpulses dem üblichen, tiefinelastischen Konzept. Zur Streuung führt diejenige Partialwelle, bei der sich die Kerne bis an die Oberflächen nähern können. Der starr rotierende Doppelkern wird gebildet und hat infolge von Fluktuationen der Kerngestalt eine Chance, sich wieder zu trennen. Für die Sticking- Werte von l_{rel} im $Z=6$ - und $Z=8$ - Kanal weist die potentielle Energie $V_l(s)$ im rotierenden System eine Tasche außerhalb $s=0$ auf. Obwohl nicht erwartet werden kann, daß dieser Bereich mit dem Bass'schen Potential, das keine Deformationen berücksichtigt, genau beschrieben wird, kann das Auftreten der Potentialtasche doch als günstig für die Bildung eines Doppelkerns gewertet werden. Die gute Wiedergabe der gemessenen Austrittsenergien in Abb.III.6 zeigt, daß das Bass'sche Potential im Ausgangskanal für Abstände außerhalb des Zerreißpunktes durchaus realistisch ist.

IV. Teilchen - γ - Korrelationen

IV.1 Methode und Messung

Um die Spinausrichtung der Reaktionsprodukte zu bestimmen, wurde die Anisotropie der teilchenkoinzidenten γ -Strahlung gemessen.

Die Winkelverteilung der beim Zerfall instabiler Kerne emittierten γ -Strahlung hängt von der Multipolordnung des Übergangs und von den Besetzungswahrscheinlichkeiten P_m für die verschiedenen m -Unterzustände des Ausgangskanals ab. Für einen Zustand mit bekanntem Zerfallsschema bietet sich daher die Möglichkeit, aus der Winkelabhängigkeit der γ -Strahlung auf die relative Population der einzelnen m -Subzustände zu schließen. Wählt man die Streunormale als Quantisierungsrichtung, läßt sich bei Kenntnis der P_m eine Aussage über die Einstellung des Spins relativ zu dieser Achse machen.

Für einen $2^+ \rightarrow 0$ -Übergang lauten die über den Azimutwinkel φ integrierten Strahlungsmuster als Funktion des Winkels θ_γ gegen die Quantisierungsachse für die verschiedenen m :

$$\omega_0(\theta_\gamma) = 2.5(3\cos^2\theta_\gamma - 3\cos^4\theta_\gamma)$$

(IV.1)

$$\omega_{\pm 1}(\theta_\gamma) = 1.25(1 - 3\cos^2\theta_\gamma + 4\cos^4\theta_\gamma)$$

$$\omega_{\pm 2}(\theta_\gamma) = 1.25(1 - \cos^4\theta_\gamma)$$

Verschiedene $|m|$ -Unterzustände unterscheiden sich also stark im Strahlungsmuster. Diese Eigenschaft kann man ausnutzen, um die relative Population der $|m|$ -Subzustände des zerfallenden 2^+ -Zustands zu ermitteln (s. Abb. IV.1, Abb. IV.2). Man entwickelt die gemessene γ -Strahlungswinkelverteilung nach den verschiedenen Komponenten und erhält so direkt die Beiträge der einzelnen $|m|$ -Zustände.

Zur Messung der Winkelverteilung mit dem Ziel, eine Aussage über die Ausrichtung des Kernspins zu machen, hat sich die sogenannte Out-of-plane- Methode gut bewährt. Dabei wird die Reaktionsebene durch den Strahl und den Teilchendetektor festgelegt. Die Streunormale wird als Quantisierungsachse gewählt. Man stellt zylindersymmetrische γ - Detektoren mit ihrer Symmetrieachse in die Streunormale und mißt damit teilchenkoinzident:

$$(IV.2) \quad W(\theta_{\max}) = \int_0^{\theta_{\max}} \omega(\theta_{\gamma}) d\theta_{\gamma}$$

$\theta_{\max}$: halber Öffnungswinkel des Detektors

Der Beitrag der verschiedenen $|m|$ - Strahlungsmuster hängt stark vom Detektoröffnungswinkel ab (Abb.IV.1), so daß man die $|m|$ - Besetzungswahrscheinlichkeiten aus Messungen bei unterschiedlichen Öffnungswinkeln bestimmen kann.

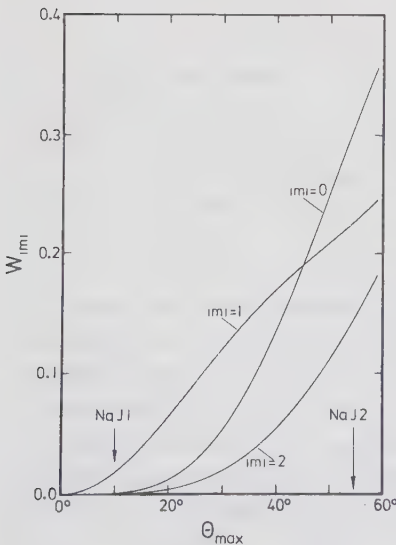


Abb. IV.1: Geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit für die verschiedenen $|m|$ - Komponenten eines Quadrupol γ - Zerfalls in Abhängigkeit vom halben Öffnungswinkel $\theta_{\max}$ des γ - Detektors. Die Symmetrieachse des γ - Detektors ($\theta=0^\circ$) fällt mit der Quantisierungsachse zusammen.

Im Fall eines $2^+ \rightarrow 0$ Übergangs ist die m -Aufteilung des Strahlungsfeldes gleich derjenigen des Anfangszustands. Es genügt, mit zwei möglichst verschiedenen Öffnungswinkeln die koinzidente γ -Intensität zu messen, um die Wahrscheinlichkeiten für die Besetzung der $|m|$ - Unterzustände, $P_{|m|}$, vollständig zu bestimmen, da man als dritte Bedingung die Normierung hat:

$$(IV.3) \quad P_0 + P_1 + P_2 = 1$$

Die mit einem Öffnungswinkel $\theta_{\max}$ gemessene, zu den Teilchen koinzidente γ - Zählrate wird auf die freie Teilchenzählrate in diesem Zustand, die gleich der Gesamtzahl der emittierten γ 's ist, normiert, um $W(\theta_{\max})$ zu bestimmen. $W(\theta_{\max})$ setzt sich zusammen aus den Beiträgen für die verschiedenen $|m|$ - Unterzustände.

$$(IV.4) \quad W(\theta_{\max}^i) = \frac{N_{\gamma}^i}{N_{\text{Teilchen}}} =$$

$$= \eta_2(i) \cdot P_2 + \eta_1(i) \cdot P_1 + \eta_0(i) \cdot P_0, \quad i=1,2$$

N_{γ}^i : γ - Zählrate bei einem Öffnungswinkel $\theta_{\max}^i$

N_{Teilchen} : freie Teilchenzählrate

$\eta_{|m|}(i)$: Nachweiswahrscheinlichkeit für die $|m|$ - Strahlung bei einem Öffnungswinkel $\theta_{\max}^i$

$P_{|m|}$: Besetzungswahrscheinlichkeit für den $|m|$ - Unterzustand

Durch Messungen bei zwei verschiedenen Öffnungswinkeln ($i=1,2$) erhält man so, zusammen mit Gl.IV.3, drei Gleichungen für die drei Unbekannten $P_{|m|} = 0,1,2$. Die Vorzeichen von m werden durch die Winkelkorrelation nicht unterschieden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten $\eta_{|m|}(i)$ setzen sich zusammen aus der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit $W_{|m|}(\theta_{\max})$ und der intrinsischen Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{|m|}$ des Kristalls:

$$(IV.5) \quad \eta_{|m|}(i) = W_{|m|}(\theta_{\max}^i) \cdot \epsilon_{|m|}(i)$$

Die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit wird nach Gl.IV.2 aus dem Strahlungsmuster berechnet. Die intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeit wird mit einem Monte-Carlo-Programm (BEL74) berechnet, dessen Ergebnisse mit Quellenmessungen überprüft wurden (vgl.Kap.II.4).

Tab.IV.1: Geometrische Nachweiswahrscheinlichkeiten $W_{|m|}$ bei den NaJ-Öffnungswinkeln des Experiments.

	$\theta_{\max}$	W_0	W_1	W_2
NaJ1	10.3°	$9.48 \cdot 10^{-4}$	$1.94 \cdot 10^{-2}$	$3.19 \cdot 10^{-4}$
NaJ2	55.3°	$3.14 \cdot 10^{-1}$	$2.30 \cdot 10^{-1}$	$1.52 \cdot 10^{-1}$

Tab.IV.2: Berechnete, intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeiten $\epsilon_{|m|}$ bei den NaJ-Öffnungswinkeln des Experiments.

Die angegebenen Werte sind auf 3% genau.

a. NaJ1

E_γ (MeV)	ϵ_0	ϵ_1	ϵ_2
1.37	0.8534	0.9538	0.8502
2.75	0.7937	0.8682	0.7911
4.65	0.7943	0.8759	0.7891
6.01	0.7821	0.8736	0.7919

b. NaJ2

E_γ (MeV)	ϵ_0	ϵ_1	ϵ_2
1.37	0.7256	0.8479	0.6767
2.75	0.6734	0.8148	0.6255
4.65	0.6607	0.7994	0.6108
6.01	0.6568	0.8058	0.6090

Ein Maß für die Ausrichtung des Spins ist das Spinalignment P_{zz} . Das Spinalignment ist formal das zweite Moment der Multipolentwicklung der Dichtematrix $\rho_{m,m'}$ nach statistischen Tensoren. P_{zz} wird hier folgendermaßen definiert (BLI57):

$$(IV.6) \quad P_{zz} = \frac{1}{J(2J-1)} \left(\sum_{m=-J}^J 3m^2 P_m - J(J+1) \right)$$

wobei J der Spin des Ausgangszustands ist.

Betrachtet man einen Zustand beliebigen Spins J , der über eine gestreckte Kaskade zerfällt, d.h. eine Kaskade, bei der bei jedem Übergang die Drehimpulsdifferenz gleich der Multipolordnung der Strahlung ist, so bleibt die Anisotropie des Photonenfeldes erhalten (WEN53). Auch das Alignment jedes Zustands, der in der Kaskade vorkommt, ist gleich demjenigen des Ausgangszustands. Für Zustände höheren Spins, die über gestreckte Quadrupolkaskaden zerfallen, kann also nach dem oben für den $2^+ \rightarrow 0^-$ Übergang beschriebenen Vorgehen das Alignment bestimmt werden. In diesem Fall kann man nicht durch zwei Messungen die komplette $|m|$ -Verteilung des Ausgangszustands bestimmen, dennoch kann man in Form des Spinalignments eine exakte Aussage über die Spinorientierung bezüglich der Streunormalen machen.

Im Fall der Einfachanregung eines 2^+ - Zustands ist in dem hier untersuchten System $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ aus Paritäts- und Drehimpulserhaltungsgründen die Bevölkung der $|m|=1$ - Unterzustände verboten. Nach dem Bohrschen Theorem gilt (BOH59):

$$(IV.7) \quad P_i e^{i\pi S_i} = P_f e^{i\pi S_f}$$

P_i, P_f : Paritäten im Ein- und Ausgangskanal

S_i, S_f : Spinprojektionen auf die Reaktionsnormale
im Ein- und Ausgangskanal

Da für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ $P_i = P_f$ und $S_i = 0$ ist, folgt, daß $m = S_f - S_i$ geradzahlig ist, d.h. es treten nur die $|m|=0, 2$ -Unterzustände auf.

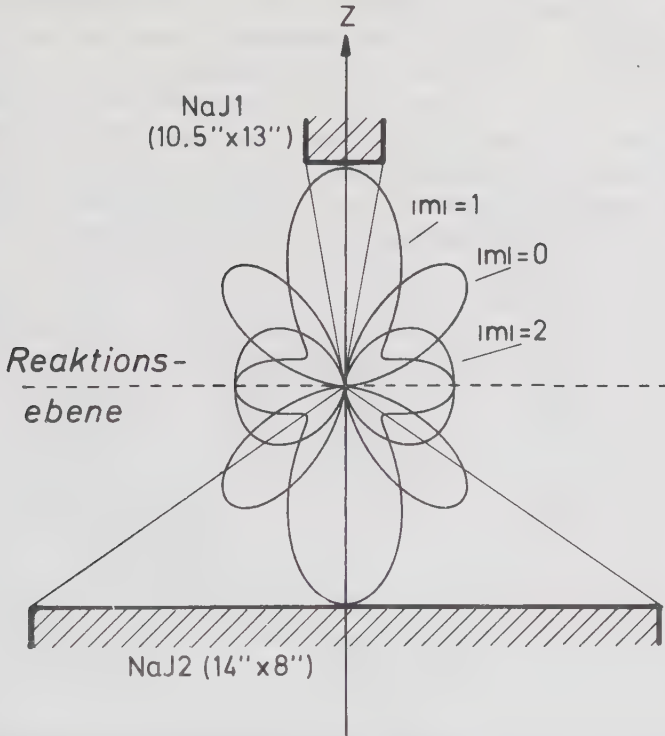


Abb. IV.2: Schematischer Aufbau zur γ -Anisotropiemessung

Die Reaktionsebene wird durch den Strahl, der senkrecht zur Bildebene verläuft, und den Teilchendetektor festgelegt. Die beiden NaJ-Kristalle sehen senkrecht dazu (out-of-plane) sehr verschiedene Ausschnitte aus den Strahlungsmustern für die einzelnen $|m|$ -Subzustände.

Die Messung der Anisotropie der γ -Strahlung wurde mit Hilfe zweier großvolumiger NaJ-Kristalle bei einer Einschubenergie von 98 MeV durchgeführt. Die Teilchendetektoren standen unter einem Laborwinkel von 30° und überspannten den Winkelbereich von 23° bis 37° . Die Kristalle waren unterschiedlich kollimiert, der halbe Öffnungswinkel betrug im

einen Fall $\vartheta_{\max} = 10,3^\circ$ und im andern $\vartheta_{\max} = 55,3^\circ$. Damit war sichergestellt, daß sehr verschiedene Ausschnitte aus dem Strahlungsmuster gemessen wurden (s. Abb. IV.2, Tab. IV.1).

Aus Zahlratengründen wurde ein $142 \mu\text{g cm}^2$ dickes Kohlenstofftarget verwendet, das unter 45° stand. Die effektive Targetdicke war somit ungefähr $200 \mu\text{g cm}^2$. Die Auflösung im Teilchenspektrum (Abb. IV.3) ist daher schlechter als in den in Kapitel III gezeigten Spektren, die aus den Teilcheninklusivmessungen stammen. Die Auflösung ist jedoch ausreichend, um das Alignment für die niedrig liegenden Zustände und 1 MeV breite Q-Wertfenster im Kontinuum auszuwerten.

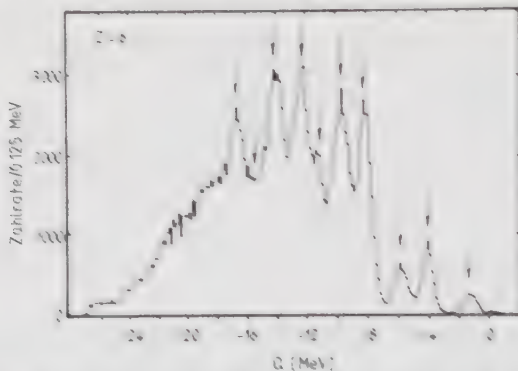


Abb. IV.3: $Z=6$ - Teilchenspektrum aus der γ - Winkelkorrelationsmessung

Durch Pfeile wurden die Schwerpunkte der Q-Wertfenster gekennzeichnet, für die das Spinalignment ausgewertet wurde.

Für die wenig angeregten, isoliert liegenden Zustände im $Z=6$ - und $Z=8$ - Kanal wurde das Alignment, wie oben beschrieben, bestimmt. Dazu wurden im Q-Wertspektrum Fenster auf die entsprechenden Zustände gesetzt und die dazu koinzidenten γ - Spektren und freien Teilchenzählraten akkumuliert.

Für den $1,37 \text{ MeV } (2^+)$ - Zustand im $Z=6$ - und den $1,63 \text{ MeV } (2^+)$ - Zustand im $Z=8$ - Kanal ist das System wegen Gl. IV.7 überbestimmt. Das Alignment wurde hier nur aus der Messung mit dem offenen NaJ berechnet. Im Rahmen des Fehlers wurde das Ergebnis durch die Messung mit dem engkollimierten Detektor bestätigt.

Für die Zustände höheren Spins sind alle $|m|$ -Komponenten des Photonenfeldes erlaubt, da das Bohrsche Theorem wegen des Zerfalls über mehrere Zustände keine strenge Einschränkung mehr darstellt. Beim Zerfall dieser Zustände werden mehrere γ 's in einer Kaskade emittiert. Pro nachgewiesenem Teilchen gibt es hier M_γ γ -Quanten, wobei M_γ die Multiplizität des Übergangs ist.

Bei der Auswertung im Z=6-Kanal wurden zwei verschiedene Wege beschritten: Zum einen wurde das gesamte γ -Energiespektrum verwendet und für die intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeit die totale Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet ($P_{ZZ}^{(1)}$ in Tab.IV.4). Hier ist bei der Bestimmung von $W(\theta_{\max})$ die γ -Zählrate auf das M_γ -fache der freien Teilchenzählrate zu normieren. Außerdem muß der Effekt von Summenereignissen berücksichtigt werden. Bei einem Summenereignis werden zwei oder mehr γ -Quanten gleichzeitig im Kristall nachgewiesen, aber nur als ein γ registriert. Das täuscht eine geringere Zählrate vor. Für einen Zustand der Multiplizität M_γ gilt:

$$\begin{aligned}
 \frac{N_\gamma}{N_{\text{Teilchen}}} &= 1 - (1 - \eta)^{M_\gamma} \\
 \text{(IV.8)} \quad &= 1 - 1 + M_\gamma \cdot \eta - \frac{M_\gamma(M_\gamma - 1)}{2} \cdot \eta^2 + \mathcal{O}(\eta^3) \\
 &\approx M_\gamma \cdot \eta - \frac{M_\gamma(M_\gamma - 1)}{2} \cdot \eta^2
 \end{aligned}$$

η : effektive Nachweiswahrscheinlichkeit

Für den engkollimierten NaJ1 ist der η^2 -proportionale Korrekturterm zu vernachlässigen, für den offenen NaJ2 bedeutet er eine merkliche Korrektur, die an den Daten ausgeführt wurde.

In gleicher Weise wurden die Ergebnisse für den Z=8-Kanal gewonnen.

Als Alternative dazu wurde nur die Photolinie des 1.37 MeV $2^+ \rightarrow 0$ -Übergangs verwendet, der der letzte Übergang der Kaskaden ist ($P_{ZZ}^{(2)}$ in Tab.IV.4). Für die intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeit wurde hier die Photopeak-effizienz verwendet. Bei der Bestimmung von $W(\theta_{\max})$ wird

die γ -Zählrate auf die freie Teilchenzählrate normiert, da es pro angeregtem Zustand nur einen $2^+ \rightarrow 0$ Übergang gibt. Summenereignisse können hier dazu führen, daß γ -Quanten, die gleichzeitig mit dem 1.37 MeV-Quant nachgewiesen werden, dieses aus der Photolinie hinaustragen. Hier gilt:

$$(IV.9) \quad \frac{N_{\gamma}}{N_{\text{Teilchen}}} \approx \eta_{\text{Photo}} - \eta_{\text{Photo}} \cdot (M_{\gamma} - 1) \eta_{\text{Total}}$$

Auf diesen Effekt wurden die mit dem offenen NaJ2 gemessenen Zählraten korrigiert.

Die Ergebnisse der beiden Methoden stimmen innerhalb der Fehler gut überein. Bei der Methode 1 wird eine Kenntnis der γ -Multiplizität vorausgesetzt, während Methode 2 auf der Kenntnis der Wahrscheinlichkeit für den $2^+ \rightarrow 0$ Übergang, bei vorgegebenem Anfangszustand aufzutreten ($> 90\%$ für die 5 Zustände in Tab.IV.4a), beruht.

Im Kontinuum sind diese Voraussetzungen nicht erfüllt. Da sich die Zustände im Teilchenspektrum nicht mehr trennen lassen, ist für ein vorgegebenes Q-Wertfenster die mittlere Multiplizität und die mittlere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des $2^+ \rightarrow 0$ Übergangs nicht bekannt. Daher läßt sich das Alignment nicht auf diese Art bestimmen. In den Intensitätsunterschieden bei den Messungen mit großem und kleinem Öffnungswinkel spiegelt sich aber immer noch das Alignment wider. Man muß hier aber zusätzliche Annahmen über die Spinverteilung machen, um ein quantitatives Ergebnis zu erhalten.

Es wurde folgendermaßen vorgegangen: Für einen Ausgangszustand bekannten Spins J wurde eine halbgaußsche m -Verteilung der Breite σ angenommen, was einem bestimmten Alignment entspricht.

$$(IV.10) \quad P(m) = c^+ \exp\{-(J-m)^2/2\sigma^2\} + c^- \exp\{-(J+m)^2/2\sigma^2\}$$

Nun wurde für gestreckte E2-Übergänge die resultierende γ -Winkelverteilung quantenmechanisch berechnet (RIE74). Aus der Winkelverteilung wurde durch Integration über die Zähleröffnungswinkel und unter Berücksichtigung der effektiven Nachweiswahrscheinlichkeiten der verwendeten Kristalle er-

mittelt, welches Intensitätsverhältnis für die 1.37 MeV-Photolinie ($Z=6$) bzw. 1.63 MeV-Photolinie ($Z=8$) in der verwendeten Meßgeometrie für vorgegebenes Alignment zu erwarten ist. Auf diese Weise wird ein Zusammenhang zwischen der beobachteten Anisotropie der γ -Strahlung und dem zugrundeliegenden Alignment hergestellt (Abb.IV.4). Bei der Berechnung der Kurve wurde für den Spin des Ausgangszustands $8 \hbar$ angenommen, was dem Spin beobachteter Zustände im Bereich des optimalen Q-Werts und dem erwarteten, mittleren Spinübertrag im Stickingbild entspricht. Die Rechnung wurde auch für Spin $6 \hbar$ des Ausgangszustands durchgeführt. Das Ergebnis unterschied sich kaum von der hier gezeigten Kurve. Da die experimentelle Unsicherheit sehr viel größer ist als der Unterschied des Rechenergebnisses für verschiedene angenommene Spins des Ausgangszustands, kann die P_{zz} -Anisotropie-Kurve für die vorliegenden Daten als allgemein gültig angesehen werden.

Bei diesem Verfahren werden 2 Unbekannte (P_{zz} und M_γ) aus zwei unabhängigen Messungen ($N_\gamma(\text{NaJ1})/N_{\text{Teilchen}}$ und $N_\gamma(\text{NaJ2})/N_{\text{Teilchen}}$) bestimmt. Im Gegensatz zu den Methoden 1 und 2 muß aber eine Annahme über die Gestalt der primären m-Verteilung gemacht werden. Mit verschiedenen monotonen Formen (PUC80, RIT86), wie sie dem klassischen Bild von einem mittleren übertragenen Spinvektor mit überlagerten Fluktuationen entsprechen, wurde ein Zusammenhang zwischen Anisotropie und P_{zz} gefunden, der dem für die halbgaußsche Form in Abb.IV.4 sehr ähnlich ist.

Für den offenen Kristall muß bei der Ermittlung des Intensitätsverhältnisses $I(\theta_{\text{max}} = 10.3^\circ)/I(\theta_{\text{max}} = 55.3^\circ)$ wiederum auf den Effekt der Summenereignisse korrigiert werden. Dazu ist es nötig, die γ -Multiplizität des Übergangs zu kennen. Diese läßt sich aus den Daten im engkollimierten NaJ, für den der Effekt von Summenereignissen vernachlässigbar ist, aus Gl.IV.8 bestimmen, wenn das Alignment und damit die der vorliegenden m-Verteilung entsprechende, effektive Nachweiswahrscheinlichkeit bekannt ist. Nimmt man bei der Berechnung der Multiplizität ein zu großes Alignment an, erhält man einen zu hohen Wert für M_γ . Nimmt man bei der Korrektur auf Summenereignisse eine zu große Multiplizität an,

erhält man ein zu kleines Alignment. Durch rekursives Vorgehen ergibt sich für beide Größen der richtige Wert.

Tab.IV.3: γ -Multiplizitäten im Z=6- Kanal

Q (MeV)	M_{γ}
-16.3 ± 0.5	2.6 ± 0.6
-15.3 ± 0.5	2.6 ± 0.6
-13.8 ± 0.5	3.0 ± 0.6
-12.1 ± 0.5	3.8 ± 0.8
-11.1 ± 0.5	3.4 ± 0.8
-9.5 ± 0.5	3.2 ± 0.7
-8.4 ± 0.5	2.3 ± 0.6

In den γ -Energiespektren werden keine Übergänge beobachtet, die nicht gestreckter Quadrupol- oder Dipolstrahlung entsprechen. Dennoch kann nicht vollständig ausgeschlossen werden, daß es einen kleinen Prozentsatz solcher Übergänge gibt. In diesem Fall muß das extrahierte Alignment als eine untere Grenze angesehen werden. Die gestrichelte Linie in Abb.IV.4 gibt an, wie sich das Alignment ändert, wenn man annimmt, daß der gestreckten Quadrupolstrahlung 10% nicht gestreckte beigemischt ist. Dieser Wert für den Anteil der nicht gestreckten Übergänge ist eine obere Grenze. Alle im Teilchenspektrum prominenten Zustände zerfallen, soweit bekannt, über gestreckte Übergänge. Ein höherer Anteil an nicht gestreckten Übergängen läßt sich durch die gemessene Multiplizität von 3-4 (vgl. Tab.IV.3) für Z=6 im Q-Wertbereich von -10 MeV bis -14 MeV bei Spins beobachteter Zustände zwischen 6 $\hbar$ und 8 $\hbar$ ausschließen. Bei höheren Anregungsenergien sinkt die Multiplizität wegen des einsetzenden Zerfalls über Teilchenemission. An dem Wert für die tiefste Anregungsenergie kann die Qualität der Multiplizitätsmessung überprüft werden: Der 8.11 MeV (6^+)-Zustand zerfällt über 3 γ 's, bei den Doppelanregungen des 2^+ -Zustands von ^{12}C bei 4.43 MeV mit dem 4^+ - (4.12 MeV) bzw. 2^+ - (4.24 MeV) Zustand in ^{24}Mg , die in dieses Q-Wertfenster fallen, werden bei der

Abregung 3 bzw. zu 75% 2 und zu 25% 3 γ 's emittiert. Die gemessene Multiplizität von 2.3 ± 0.6 ist damit verträglich.

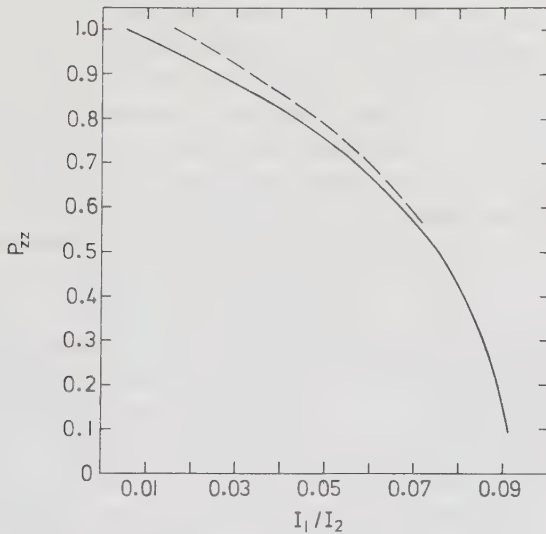


Abb. IV.4: Zusammenhang zwischen Anisotropie und Alignment

Das Alignment eines über eine gestreckte Quadrupolkaskade zerfallenden Zustands mit Anfangsspin $8 \hbar$ ist in Abhängigkeit des mit zwei verschieden eng kollimierten Detektoren gemessenen Intensitätsverhältnisses I_1/I_2 der 1.37 MeV ($2^+ \rightarrow 0$) Photolinie dargestellt. Die geometrischen Verhältnisse und Photoefficiencies des verwendeten Aufbaus wurden berücksichtigt. Das Alignment wurde unter der Annahme einer halbgaußschen m - Verteilung für den Anfangszustand berechnet. Die gestrichelte Kurve gibt an, wie sich das Alignment ändert, wenn die Kaskade zu 90% über gestreckte und zu 10% über nicht gestreckte E2- Übergänge läuft.

IV.2 Diskussion der Alignmentsergebnisse

Das Alignment wurde im $Z=6$ - und $Z=8$ - Kanal für verschiedene diskrete Zustände und Q -Wertbereiche im Kontinuum bestimmt. Im Ausgangskanal mit $Z=8$ wurde die Spinausrichtung für den 1.63 MeV (2^+)- Zustand und den 4.25 MeV (4^+)- Zustand im ^{20}Ne und für den "tiefeinelastischen" Bereich zwischen 8 MeV und 16 MeV Anregungsenergie abgeleitet. Im $Z=6$ -Kanal wurden die Zustände der $K=0$ - und $K=2$ - Bande jeweils bis zum 6^+ -Zustand und 1 MeV breite Q -Wertfenster im Kontinuum im Bereich zwischen -16.8 MeV und -10.6 MeV ausgewertet.

In Tabelle IV.4 wird eine Übersicht über die Ergebnisse der Alignmentauswertung gegeben. Es wurden für die einzelnen Q -Wertfenster, so weit möglich, alle in Kap.IV.1 beschriebenen Methoden angewendet. Unter $P_{ZZ}^{(1)}$ wird das Ergebnis der Auswertung der gesamten γ - Spektren für die diskrete Zustände in den Q -Wertspektren verstanden, $P_{ZZ}^{(2)}$ bedeutet das Ergebnis der Auswertung der 1.37 MeV- Photolinie für die diskreten Zustände in den Q -Wertspektren und $P_{ZZ}^{(3)}$ das Ergebnis der Auswertung der Intensitätsverhältnisse der 1.37 MeV- bzw. 1.63 MeV- Photolinie für Q -Wertbereiche im Kontinuum.

Tab.IV.4: Ergebnisse der Alignmentauswertung

a. Z=6- Kanal

Q(MeV)	K	$P_{ZZ}^{(1)}$	$P_{ZZ}^{(2)}$	$P_{ZZ}^{(3)}$
-1.37	0	0.99 ± 0.08	0.92 ± 0.10	
-4.12	0	0.73 ± 0.04	0.80 ± 0.24	
-6.01	2	0.20 ± 0.06	0.42 ± 0.30	
-8.11	0	0.74 ± 0.02	0.85 ± 0.19	0.88 ± 0.07
-9.57	2	0.61 ± 0.02	0.71 ± 0.12	0.77 ± 0.10
-11.1 ± 0.5				$0.60^{+0.08}_{-0.12}$
-12.1 ± 0.5				$0.58^{+0.10}_{-0.11}$
-13.8 ± 0.5				$0.82^{+0.07}_{-0.08}$
-15.2 ± 0.5				$0.46^{+0.18}_{-0.30}$
-16.3 ± 0.5				$0.55^{+0.15}_{-0.24}$
-13.7 ± 3.1				$0.62^{+0.04}_{-0.11}$

b. Z=8- Kanal

Q-Q _{gg} (MeV)	$P_{ZZ}^{(1)}$	$P_{ZZ}^{(3)}$
-1.63	0.70 ± 0.08	
-4.25	0.84 ± 0.06	
-12 ± 3.5		$0.86^{+0.03}_{-0.04}$

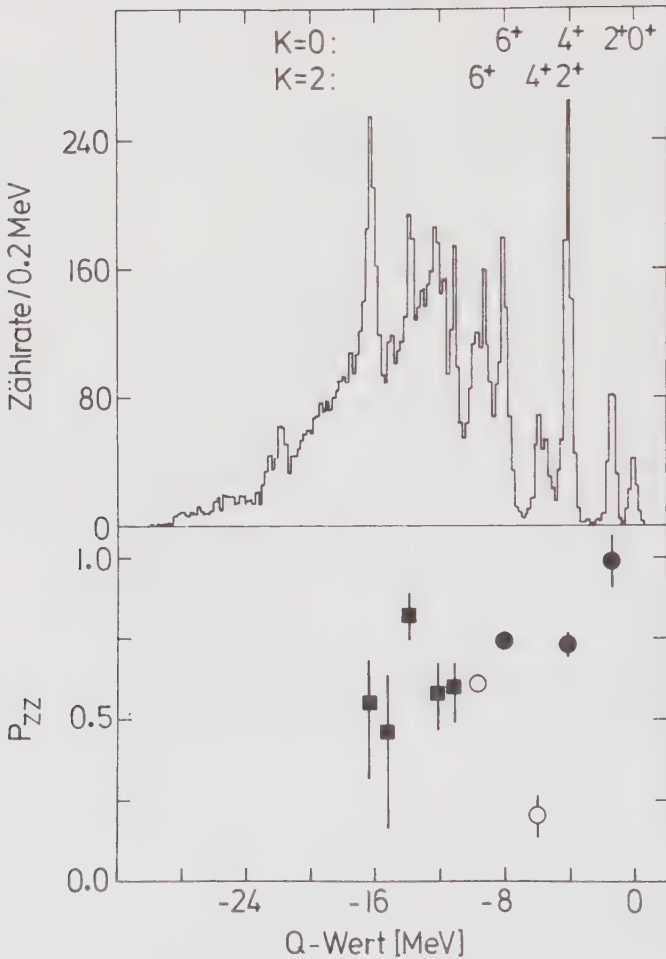


Abb.IV.5: Alignmentergebnisse im $Z=6$ - Kanal

In Abhängigkeit vom Q-Wert ist für den $Z=6$ Ausgangskanal das gemessene Alignment dargestellt (unteres Bild). Darüber ist ein Q-Wertspektrum bei der gleichen Einschußenergie abgebildet, in das die ersten Zustände der $K=0$ - und $K=2$ - Bande von ^{24}Mg eingetragen wurden. Das Alignment für die Zustände der $K=0$ - Bande wurde als geschlossene Kreise, das für die der $K=2$ - Bande als offene Kreise und die Werte im Kontinuum als Quadrate dargestellt.

Im $Z=6$ - Kanal zeigen die Zustände der $K=0$ - Bande hohes Alignment, während die Werte für die $K=2$ - Bande durchweg niedriger liegen (Tab.IV.4a, Abb.IV.5). Dieses Ergebnis paßt gut in das Bild eines langlebigen, starr rotierenden Doppelkerns. Als stabile Konfiguration bildet sich diejenige aus, bei der sich die kollektive Rotation der Zustände parallel zur Rotation des Doppelkerns ausrichtet. In dieser Anordnung steht im Fall der $K=0$ - Bande der Spin parallel zur Drehachse. Im Fall der $K=2$ - Bande stehen die Spinkomponenten der kollektiven und der Einteilchenrotation nicht parallel. In der stabilen Konfiguration des Doppelkerns bewirkt dies, daß der Gesamtspin nicht vollständig ausgerichtet ist. Die Messung zeigt deutlich, daß der Einfluß des nicht ausgerichteten Spins auf das Alignment mit wachsendem Gesamtspin des Zustands abnimmt: für den 4^+ - Zustand erhält man 20%, für den 6^+ - Zustand 61% Alignment. Die unterschiedliche Spinausrichtung der niedrig liegenden Zustände spiegelt die Kernstruktur des ^{24}Mg wider (Abb.IV.6).

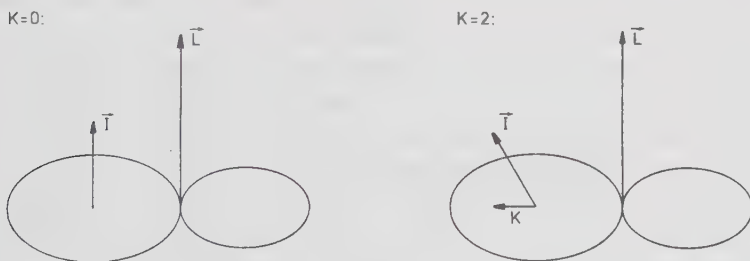


Abb.IV.6: Kernstruktur im ^{24}Mg

Während in der Grundzustandsbande Einteilchenspin und Kollektivspin parallel stehen, verlaufen die Einteilchenrotation und die kollektive Rotation in der $K=2$ - Bande in verschiedenen Ebenen.

Im Bereich höherer Anregungsenergien ergibt sich ein mittleres Alignment P_{ZZ} von 0.62 (auf 10% nicht gestreckte E2- Übergänge korrigiert: 0.64). Das Alignment kann man sich durch den Winkel, den der Spin im Ausgangskanal im Mittel mit der Streunormalen einschließt, klassisch veranschauli-

chen. Für große Spins J gilt:

$$(IV.11) \quad P_{zz} = \frac{3}{2} \left\langle \frac{m^2}{J^2} \right\rangle - \frac{1}{2}$$

Definiert man einen mittleren Fluktuationswinkel ϑ_W durch

$$(IV.12) \quad \cos^2 \vartheta_W = \left\langle \frac{m^2}{J^2} \right\rangle$$

so folgt aus dem experimentellen Spinalignment ein mittlerer Wackelwinkel ϑ_W zwischen Spin und Streunormalen von etwa 30° . Das Ergebnis der Alignmentmessung rechtfertigt also die klassische Vorstellung des starr rotierenden Doppelkerns.

Aus tiefinelastischen Reaktionen kennt man eine Abnahme des Alignments mit wachsender Anregungsenergie. Dieser Effekt wird mit einer zunehmenden Thermalisierung des Systems hoch oberhalb der Yrastlinie erklärt (DÜN84, MOR84). Für $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ kann das nicht die Erklärung sein. Der Doppelkern rotiert kalt in der Nähe der Yrastlinie, es werden einzelne Zustände bevölkert (vgl. Kap. III.1). Genau wie bei den niedrig liegenden, diskreten Zuständen wird eine vollständige Ausrichtung des Spins durch Kernstruktureffekte verhindert, wenn sich die Kerne in der langlebigen Konfiguration anordnen, in der die Symmetrieachsen der Kerne mit der Verbindungslinie der Hantel zusammenfallen.

Im $Z=8$ -Kanal wird sowohl für die Zustände der Grundzustandsbande im ^{20}Ne als auch im Kontinuum hohes Alignment beobachtet. Der Wert im tiefinelastischen Bereich von 0.86 (auf 10% nicht gestreckte E2-Strahlung korrigiert: 0.90) entspricht einem Wackelwinkel zwischen Spin und Streunormale von 20° .

Der Unterschied zwischen $Z=6$ und $Z=8$ erinnert an einen ähnlichen Effekt, der in den molekularen Resonanzen noch leichter Systeme gefunden wurde: In $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ erhält man für die einfach inelastische Streuung, in der ein ^{12}C -Kern im 4.43 MeV (2^+) Zustand angeregt ist, ein mittleres Alignment von 0.4, während sich für die doppelt inelastische Streuung ein Wert von 0.0 ergibt. Dagegen findet man für die Einfachanregung des 3^- -Zustands in $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ein hohes Alignment von 0.75 (SCH82, KON85). Es liegt nahe, diese

Effekte mit der unterschiedlichen Kerngestalt von ^{12}C und ^{16}O in Verbindung zu bringen. Während ^{12}C stark oblat deformiert ist, stellt ^{16}O mit seinen abgeschlossenen Schalen einen sphärischen Kern dar, der sich der kollektiven Rotation des Partners offenbar besser anpassen kann.

Das Spinalignment im Q-Wertbereich, der vollständiger Dämpfung entspricht, von 86% ($Z=8$) und 62% ($Z=6$) liegt in Übereinstimmung mit dem Bild des "kalt" rotierenden Doppelkerns deutlich über den Werten, die in schwereren Systemen gefunden wurden, wie z.B. 0.55 für 100 MeV $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ (PUC79). Die Abhängigkeit des Spinalignments vom Ausgangskanal und von der K-Quantenzahl zeigt, daß es in leichten Systemen auf die Kernstruktur empfindlich ist. Die Ausrichtung der kollektiven Rotation bekräftigt das Konzept der starren Rotation für die Ausbildung eines langlebigen Doppelkerns. Die Allgemeingültigkeit dieses Konzepts zeigt sich darin, daß auch in den Resonanzen von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ die doppeltspinausgerichtete "sticking"-Konfiguration bevorzugt bevölkert wird (KON85).

V. Fluktuationen

V.1 Anregungsfunktionen

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Einschußenergie für die Reaktionsprodukte mit $Z=5-9$ wurde im Schwerpunktsenergiebereich zwischen 30 MeV und 42 MeV gemessen. Die Schrittweite betrug zwischen 30 MeV und 38 MeV 0.333 MeV, der übrige Energiebereich wurde mit größerer Schrittweite gemessen. Die Messung wurde im Laborwinkelbereich zwischen 11° und 19° ausgewertet. Das entspricht Schwerpunkts winkeln von ungefähr 135° bis 155° .

Die Anregungsfunktionen wurden aus den Q-Wertspektren gewonnen. Für die niedrig liegenden Zustände wurden aus den Inhalten der Linien in den Spektren die Wirkungsquerschnitte bestimmt. Im $Z=6$ - Kanal lassen sich ab etwa -8 MeV Q-Wert keine isolierten Linien mehr auflösen. Daher wurden ab hier die Wirkungsquerschnitte für 1 MeV breite Q-Wertfenster ermittelt. Die Winkelverteilungen $d\sigma/d\theta$ für Anregungsenergien über 8 MeV sind innerhalb des statistischen Fehlers konstant, sodaß der mittlere differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\theta$ angegeben werden kann. Dies entspricht dem als "orbiting" definierten, konstanten Anteil der Winkelverteilung, der bei Rückwärtswinkeln dominiert. Der gesamte Wirkungsquerschnitt, der von Orbitingprozessen herrührt, ergibt sich daher als das π - fache des angegebenen mittleren $d\sigma/d\theta$.

Die Winkelverteilung für die niedrig angeregten Zustände zeigen Oszillationen, wie man sie aus der Physik der Resonanzen kennt. Da der Winkelbereich einige volle Perioden der Oszillation überdeckt, kann auch hier ein mittleres $d\sigma/d\theta$ angegeben werden.

Im $Z=8$ - Kanal wurden für den Grundzustand und den ersten angeregten Zustand im ^{20}Ne (2^+ , 1.63 MeV) separat die Anregungsfunktionen bestimmt. Bei höherer Anregungsenergie wurden die Anregungsfunktionen für 1 MeV breite Q-Wertfenster extrahiert, wobei der 4^+ - Zustand im ^{20}Ne bei 4.25 MeV in die Mitte des ersten Fensters fällt. Da die Auflösung und die Statistik in den Spektren mit ungeradem Z nicht so gut ist, wurde hier auf das Auszählen einzelner Linien verzich-

tet und das ganze Spektrum für 1 MeV breite Q-Wertfenster ausgewertet. Im ersten Q-Wertfenster lag dabei jeweils der Grundzustand.

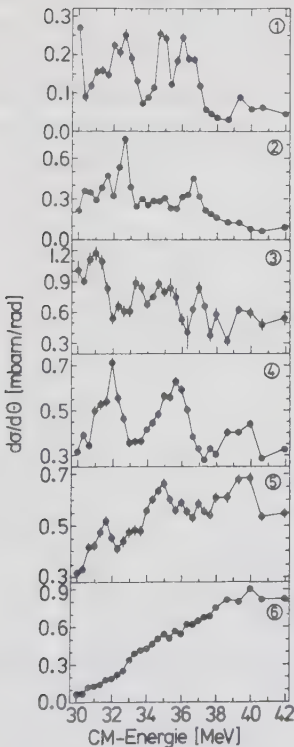
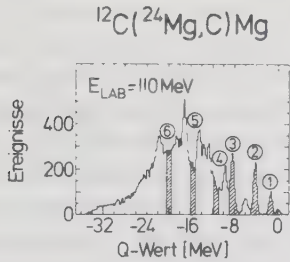


Abb.V.1: Anregungsfunktionen
im $Z=6$ - Kanal für die im darüber
dargestellten Spektrum
schraffierten Q-Wertbereiche

Die sich ergebenden Anregungsfunktionen zeigen ein recht komplexes Verhalten (Abb.V.1,Anhang). Es werden Strukturen größerer und kleinerer Breite, zwischen ca. 2 MeV und ca. 0.3 MeV, beobachtet. Zu höheren Anregungsenergien hin werden die Strukturen weniger ausgeprägt und weichen schließlich einer glattansteigenden Funktion. Dieses Verhalten der Strukturen spiegelt wider, daß mit wachsender Anregungsenergie immer mehr Zustände beitragen, deren Fluktuationen sich wegmitteln. Obwohl einige Fluktuationen in den einzelnen Anregungsfunktionen beim Betrachten ähnlich erscheinen, wird unter ihnen keine ausgeprägte Korrelation beobachtet. Die über den ganzen Q-Wertbereich integrierten Anregungsfunktionen zeigen einen fast glatten Verlauf (Abb.V.2). Insbesondere verschwinden die Strukturen kleinerer Breite.

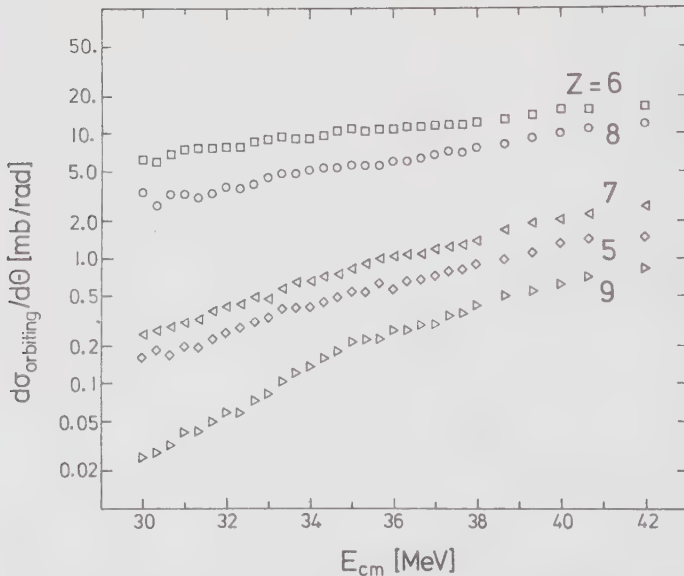


Abb.V.2: Q-integrierte Anregungsfunktionen für die Kanäle mit $Z=5-9$

Es ist aber interessant, daß die verbleibenden, sehr schwachen Grobstrukturen mit Strukturen korreliert sind, die im Fusionswirkungsquerschnitt für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ (DAN82) beobachtet wurden (Abb.V.3). Es wurde vorgeschlagen, das Auftreten von Grobstrukturen im Fusionswirkungsquerschnitt leichter Schwerionensysteme als Eingangskanaleffekt zu deuten, der durch ein scharfes Abschneiden im Drehimpulsraum zustande kommt (ROW82). Deshalb wird er verstärkt in denjenigen Verdampfungskanälen beobachtet, zu denen bevorzugt höhere Partialwellen beitragen (POF83). Die Minima im $Z=6$ -Kanal bei 30.3, 32.3, 34 und 35.3 MeV sind mit denjenigen des Fusionsquerschnitts korreliert. Das bedeutet, daß in dieser Interpretation zum Orbiting dieselben Partialwellen beitragen, die auch die Fusion begrenzen. Obwohl in Ref.(DAN82) die Orbitingkomponente nicht oder nur teilweise von der Fusion abgetrennt ist, zeigen die Wirkungsquerschnitte, daß es sich um Oszillationen handelt, die separat in beiden Prozessen auftreten: Im Fall von $Z=6$ ist $(\sigma_{\text{max}} - \sigma_{\text{min}})/\sigma = 20\%$ bei $\sigma \approx 30$ mb, im Fall von Ref.(DAN82) ist $(\sigma_{\text{max}} - \sigma_{\text{min}})/\sigma = 10\%$ bei $\sigma \approx 1000$ mb.

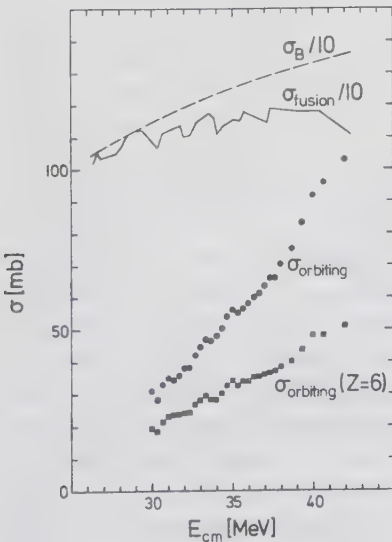


Abb.V.3: Q -, θ - und Z -integrierte Anregungsfunktion (Kreise) und Q - und θ -integrierte Anregungsfunktion für $Z=6$ (Quadrate)

Zum Vergleich ist die gemessene Anregungsfunktion für Fusion (durchgezogene Linie) und der berechnete, geometrische Reaktionswirkungsquerschnitt (gestrichelt) $\sigma = \pi r^2 * (1 - V_B/E)$ aus (DAN82) dargestellt.

Die integrierten Wirkungsquerschnitte zeigen einen mehr oder weniger steilen Anstieg mit der Einschußenergie. Der über Z und Q integrierte totale Wirkungsquerschnitt für Orbitingprozesse macht etwa 30% der Differenz von Reaktions- und Fusionswirkungsquerschnitt aus. Orbiting gewinnt also in demjenigen Energiebereich an Bedeutung, in dem die Fusion nicht mehr den vollen Reaktionswirkungsquerschnitt ausschöpfen kann.

Die starke Unterdrückung einiger Reaktionskanäle bei den kleinsten Einschußenergien wird zu größeren Energien hin abgemildert (s. Abb.V.2), obwohl deutliche Unterschiede bestehen bleiben. Der $Z=9$ -Kanal ist zum Beispiel gegenüber dem $Z=6$ -Kanal bei einer Energie im Schwerpunktsystem von 42 MeV etwa um eine Größenordnung schwächer. Aus tiefinelastischen Reaktionen schwerer Systeme kennt man die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Grundzustands- Q -Wert (VOL78). Wie schon in der Diskussion der Austrittsenergien festgestellt wurde, sind diese Kanäle wegen der ungünstigen Grundzustands- Q -Werte Partialwellen mit $l < l_{\text{crit}}$ zuzuschreiben und deshalb durch die Konkurrenz mit der Fusion stark unterdrückt. Auch der starke Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Einschußenergie steht im Einklang mit der Analyse der Austrittsenergien (Abb.III.6), derzufolge eine Erhöhung des optimalen Drehimpulses bei gleichzeitig zunehmendem Überlapp der Kernoberflächen stattfindet. Erst bei sehr viel höheren Einschußenergien sollten sich die Wirkungsquerschnitte auch in diesen Kanälen in die Systematik tiefinelastischer Reaktionen einreihen.

Die Strukturen in den Anregungsfunktionen erinnern an diejenigen aus Compoundkernreaktionen. Die Anregungsfunktionen tasten die sich überlappenden ungebundenen Zustände des Zwischenkerns ab. Die Fluktuationen des Wirkungsquerschnitts kommen durch Interferenzen der statistisch verteilten Resonanzen des Systems zustande. Um aus den Anregungsfunktionen eine quantitative Aussage über die Kohärenzbreite des Zwischenkerns abzuleiten, wurden die Daten einer Fluktuationsanalyse unterzogen. Zuvor jedoch wird ein kurzer Überblick über die Theorie der Ericsonfluktuationen gegeben, die ursprünglich für Compoundkernreaktionen entwickelt wurde.

V.2 Fluktuationstheorie

Schon 1960 wurde vorausgesagt, daß Wirkungsquerschnitte von Compoundkernreaktionen unter bestimmten Voraussetzungen als Funktion der Einschußenergie fluktuieren, was auch bald experimentell bestätigt wurde (ERI60).

Das Streumatrixelement für die Compoundkernreaktion aus dem Kanal α in den Kanal α' bei der Einschußenergie E und dem Drehimpuls J lautet:

$$(V.1) \quad S_{\alpha\alpha'}^J(E) = \langle S_{\alpha\alpha'}^J \rangle + i \sum_{\lambda} \frac{g_{\alpha\lambda}^J g_{\lambda\alpha'}^J}{E - E_{\lambda} + \frac{1}{2}i\Gamma_{\lambda}^J}$$

Dabei bezeichnet $g_{\alpha\lambda}^J$ die Streuamplitude für die Bildung des Compoundkernzustands λ bei der Anregungsenergie E_{λ} mit der Breite Γ_{λ}^J aus dem Eingangskanal α mit dem Drehimpuls J , $g_{\lambda\alpha'}^J$ die Streuamplitude für den Zerfall in den Ausgangskanal α' . Bei genügend hohen Anregungsenergien des Compoundkerns im Bereich der überlappenden Resonanzen unterscheiden sich die Breiten Γ_{λ}^J der verschiedenen Compoundkernzustände λ zu gleichem Drehimpuls J kaum von deren Mittelwert $\langle \Gamma_{\lambda}^J \rangle \equiv \Gamma$, da jede Breite Γ_{λ}^J aus der Summe über die partiellen Zerfallsbreiten in die vielen möglichen Ausgangskanäle α' besteht (ERI63).

Die Größen $g_{\alpha\lambda}^J$ und $g_{\lambda\alpha'}^J$ sind imaginäre Zahlen mit zufällig fluktuierender Phase. Wenn nur genügend Zustände zur Summe in Gl.V.1 beitragen, was im Bereich stark überlappender Zustände der Fall ist, und $\langle S_{\alpha\alpha'}^J \rangle$ nur schwach energieabhängig ist, genügen Real- und Imaginärteil des Streumatrixelements $S_{\alpha\alpha'}^J(E)$ jeweils einer Gaußverteilung. Bei Einschußenergien, die sich um einen Energiebetrag ΔE unterscheiden, der von der Größenordnung Γ ist, werden die gleichen Compoundkernzustände kohärent angeregt. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist über eine Breite Γ korreliert. Als Maß für die Kohärenz von Wirkungsquerschnitten wird die Autokorrelationsfunktion $C(\epsilon)$ definiert:

$$(V.2) \quad C(\epsilon) = \frac{\langle \sigma_{\alpha\alpha'}(E) \cdot \sigma_{\alpha\alpha'}(E+\epsilon) \rangle}{\langle \sigma_{\alpha\alpha'}(E) \rangle^2} - 1$$

Sind die oben erwähnten Bedingungen erfüllt, läßt sich für die Autokorrelationsfunktion ein Zusammenhang mit der Kohärenzbreite herleiten:

$$(V.3) \quad C(\epsilon) = \frac{C(0)}{1 + \frac{\epsilon^2}{\Gamma^2}}$$

Über die Unschärferelation ist die Zustandsbreite Γ direkt mit der Lebensdauer τ des hochangeregten Compoundkerns verknüpft:

$$(V.4) \quad \tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$$

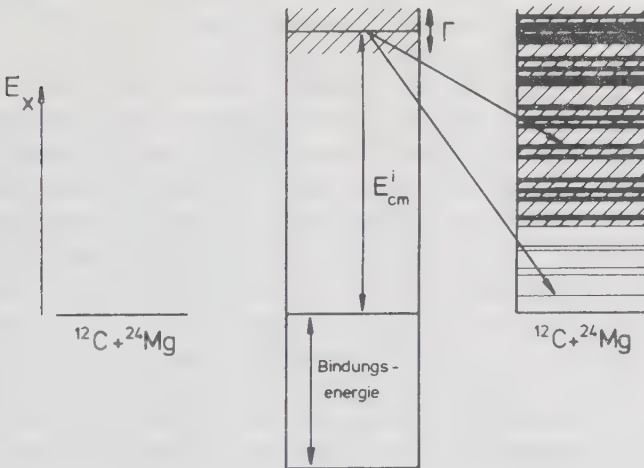
Diese Methode bietet also die Möglichkeit, Lebensdauern zu messen.

Bei der Begründung von Gleichung V.3 wird davon ausgegangen, daß man genau einen Ausgangskanal $|\alpha'\rangle$ hat und die Messung der Anregungsfunktion mit beliebig guter Energieauflösung erfolgt ist. Integriert man über Energiebereiche, die einem Vielfachen der Kohärenzbreite entsprechen, oder über sehr viele Ausgangskanäle, mitteln sich die Fluktuationen heraus, und man erhält glatte Verteilungen. Möchte man die Breite Γ bestimmen, muß man also sicherstellen, daß die Anregungsfunktion mit einer Energieauflösung gemessen wird, die nicht schlechter als die erwartete Breite Γ ist, und daß nicht beliebig viele Ausgangskanäle zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Setzt sich der gemessene Wirkungsquerschnitt nur aus dem für wenige Kanäle zusammen, bleiben die Fluktuationen in abgeschwächter Form erhalten.

V.3 Fluktuationsanalyse

Die in Kapitel V.1 vorgestellten Anregungsfunktionen zeigen ein recht komplexes Verhalten, aus dem mithilfe einer statistischen Analyse eine quantitative Aussage extrahiert werden soll. Dank der Hochspinselektivität (Kap.III.1) der Reaktion stehen dem hochangeregten, intermediären Doppelkern nur wenige Zerfallskanäle zur Verfügung. Für hinreichend hochangeregte schwere Ionen, wie z.B. aus tiefinelastischen Stößen, genügt das Streumatrixelement nach dem random - ma-

trix - Modell einer Gaußverteilung (WEI80). Breiten, die größer sind als die Unschärfe der Einschußenergien, die durch das Energiestraggling im Target zustande kommt, können daher in diesem Fall einer vollständig gedämpften Reaktion mittels einer Korrelationsanalyse aus den Daten extrahiert werden.



Eingangskanal Zwischenkern Ausgangskanal
 (z.B. ^{36}Ar , $B=16 \text{ MeV}$)
 $\Gamma \leq 100 \text{ keV}$

Abb.V.4: Schematisches Bild zum Zustandekommen korrelierter Wirkungsquerschnitte in gedämpften Reaktionen (B steht für Bindungsenergie)

Das Zustandekommen von korrelierten Wirkungsquerschnitten soll mithilfe von Abb.V.4 veranschaulicht werden. Aus dem Eingangskanal wird ein Zustand der Breite Γ im Zwischenkern bevölkert. Durch Variation der Einschußenergie kann der Zustand im Zwischenkern über seine ganze Breite abgetastet werden. Zerfällt der Zwischenzustand in einen diskret liegenden Zustand im Ausgangskanal, spiegelt der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Einschußenergie die Anregung des intermediären Zustands wider. Bei scharfer Einschußenergie

hat der Zerfall des Zwischenkernzustands eine wohldefinierte Phase (feste Pfeillänge), da der Endzustand eine scharf definierte Anregungsenergie hat. Ein bei einer bestimmten Energie angeregter Zustand kann nur über eine feste Pfeillänge in den Ausgangszustand zerfallen. Im Fall einer vollständig gedämpften Reaktion steht dem System im allgemeinen ein Kontinuum von Zuständen im Ausgangskanal, in der Abbildung als schraffierter Bereich angedeutet, zur Verfügung, in die es aus dem intermediären Zustand zerfallen kann, d.h. es gibt ein Kontinuum von Pfeillängen, über die der Zerfall ablaufen kann. Da in jedem Q-Fenster, selbst bei beliebig guter Energieauflösung, immer mehrere Zustände beitragen, gibt es keine wohldefinierte Phase mehr, man erhält eine inkohärente Aufaddition der Beiträge für die verschiedenen Endzustände. Daher ist es nicht möglich, aus Anregungsfunktionen Rückschlüsse auf die Breite der Zwischenkernzustände zu ziehen. Orbitingprozesse leichter Systeme stellen eine spezielle Klasse vollständig gedämpfter Reaktionen dar, in denen aufgrund des Reaktionsmechanismus selektiv nur wenige Zustände aus dem Kontinuum bevölkert werden, wie in der Diskussion der Energiespektren (Kap. III.1) ausführlich dargelegt wurde. Für den Zerfall eines intermediären Zustands stehen in diesem Fall einige, diskrete Pfeillängen zur Verfügung. Gemessene Wirkungsquerschnitte sind über die Breite des Zwischenkernzustands korreliert. Diese Korrelationen sind hier schwächer als beim Zerfall in einen einzigen Ausgangszustand, da mehrere Pfeillängen erlaubt sind und sich in der Anregungsfunktion deshalb die Fluktuationen der einzelnen Ausgangszustände überlagern. Sie werden durch den Zerfall desselben intermediären Zustands bevölkert, deshalb ist es möglich, dessen Breite auch aus diesen schwächer korrelierten Wirkungsquerschnitten zu extrahieren.

Bei der Anwendung der Fluktuationsanalyse auf reale Daten stößt man auf die Schwierigkeit, daß den feinen Fluktuationen oft eine Grobstruktur nicht statistischen Ursprungs überlagert ist. Die Bedingung, daß $\langle S_{\alpha\alpha}^J \rangle$ nur schwach von der Energie abhängt, ist dann nicht erfüllt. In diesem Fall ist eine statistische Analyse nur an den "trendkorrigierten" Anregungsfunktionen möglich (BAR79). Trendkorrigierte Anre-

gungsfunktionen erhält man, indem man die gemessenen Anregungsfunktionen durch einen energieabhängigen Mittelwert teilt. Der Mittelwert wird über einen Energiebereich gebildet, der groß gegen die interessierenden Strukturen und klein gegen die storende Grobstruktur ist. Dann bleiben die Fluktuationen kleiner Breite um einen konstanten Mittelwert erhalten:

$$(V.5) \quad \bar{\sigma}(E) = \frac{\sigma(E)}{\sum_i g(E-E_i) \sigma(E_i) / \sum_i g(E-E_i)}$$

$\sigma(E)$ sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte, $g(E)$ Gewichtsfunktionen. Summiert wird über den ganzen gemessenen Bereich. Als Gewichtsfunktion eignen sich Gauß-, Lorentz- oder Kastenkurven. In der vorliegenden Analyse wurden Gaußkurven verwendet, wie in der Literatur (BAR79) vorgeschlagen wurde:

$$(V.6) \quad g(E) = e^{-\frac{E^2}{2\delta^2}}$$

mit $\delta=1$ MeV und $\delta=1.5$ MeV. In Abb.V.5 werden zwei Beispiele für trendkorrigierte Anregungsfunktionen gegeben. Im oberen Bild ist jeweils die ursprüngliche Anregungsfunktion und im unteren die trendkorrigierte mit $\delta=1$ MeV (●) und $\delta=1.5$ MeV (◆) dargestellt. Beide Beispiele zeigen, daß durch die Trendkorrektur der grobe Trend der Anregungsfunktionen, in diesen Beispielen der monotone Abfall bzw. Anstieg, eliminiert wird.

Aus diesen trendkorrigierten Anregungsfunktionen werden nun Autokorrelationsfunktionen berechnet, wobei die Definition von Gl.V.2 wegen des endlichen gemessenen Bereichs folgendermaßen abgeändert wird:

$$(V.2') \quad C(\epsilon) = \frac{\langle \bar{\sigma}_{\alpha\alpha'}(E) \cdot \bar{\sigma}_{\alpha\alpha'}(E+\epsilon) \rangle}{\langle \bar{\sigma}_{\alpha\alpha'}(E) \rangle \cdot \langle \bar{\sigma}_{\alpha\alpha'}(E+\epsilon) \rangle} - 1$$

Die spitzen Klammern bedeuten Mittelung über den zur Verfügung stehenden Bereich.

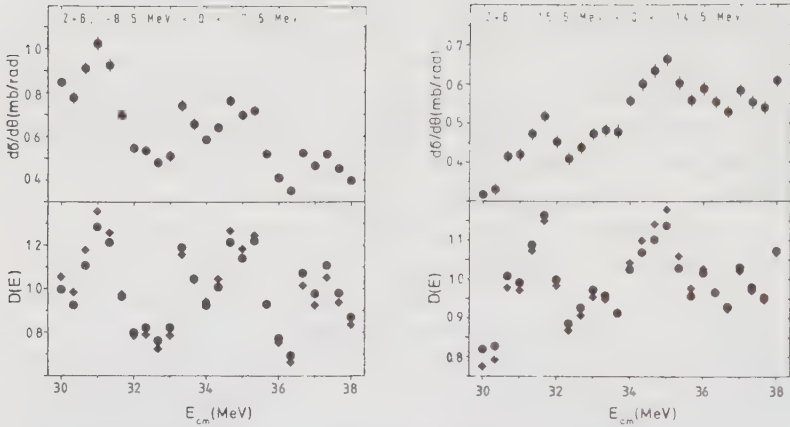


Abb.V.5: Trendkorrigierte Anregungsfunktionen

In der unteren Bildhälfte sind trendkorrigierte Anregungsfunktionen

$$D(E) = \frac{d\delta/d\theta(E)}{\sum_i d\delta/d\theta(E_i) g(E-E_i) / \sum_i g(E-E_i)}$$

mit $\delta=1$ MeV ($\bullet$) und $\delta=1.5$ MeV ($\blacklozenge$) dargestellt, in der oberen zum Vergleich die entsprechenden ursprünglichen Anregungsfunktionen.

Die Autokorrelationsfunktionen wurden aus den Anregungsfunktionen für die Ausgangskanäle mit $Z=6$, $Z=7$ und $Z=8$ im Einschüßenergiebereich von 90 MeV bis 114 MeV berechnet, in dem die Energieschrittweite konstant war (Abb.V.6, Anhang). Von Interesse ist hier der Abfall der Autokorrelationsfunktionen bei kleinen Schrittweiten ϵ . Die aus den Kurven gemäß Gl.V.3 abgelesenen Breiten liegen für $Z=6$ zwischen 220 keV und 420 keV und für $Z=8$ zwischen 150 keV und 400 keV. Für $Z=7$ ist die Breite deutlich kleiner als die Schrittweite zwischen den Meßpunkten, d.h. unter 333 keV.

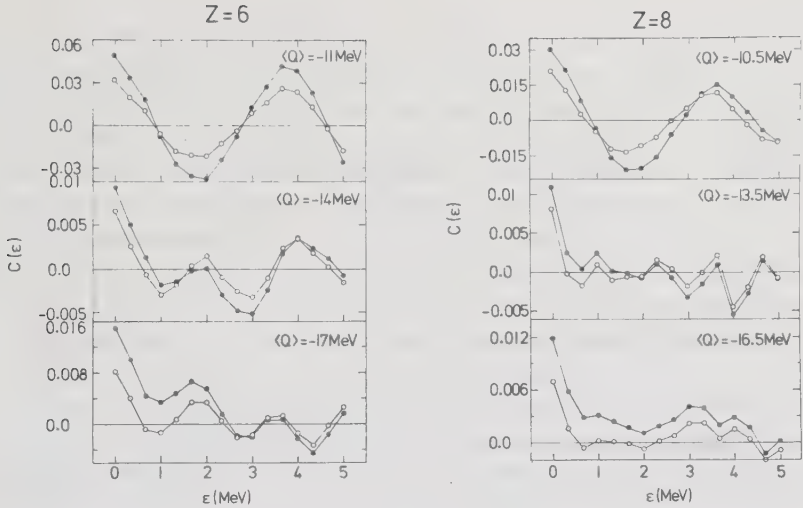


Abb.V.6: Autokorrelationsfunktionen im Z=6- und Z=8- Ausgaskanal

Die Trendkorrektur wurde mit $\delta=1$ MeV (○) und $\delta=1.5$ MeV (●) durchgeführt.

Diese Werte müssen auf verschiedene, das Ergebnis verfälschende Effekte korrigiert werden. Der endliche Energiebereich I, über den die Daten gemessen wurden und die Energiemittelung durchgeführt wird, führt dazu, daß die beobachtete Breite zu klein ist. Der Effekt kann nach (HAL67) korrigiert werden:

$$(V.6) \quad \frac{\Gamma^{\text{obs}}}{\Gamma} = \frac{\sqrt{n-1}}{\sqrt{n+1}} \quad \text{mit} \quad n = \frac{I}{\pi\Gamma} + 1$$

Γ^{obs} : beobachtete Breite
 Γ : wahre Breite
 I : Energiebereich der Meßpunkte

Die Breite Γ kann in einem endlichen Energieintervall I nur $I/\pi\Gamma$ - mal statistisch unabhängig gemessen werden. Das führt zu einer Unsicherheit der gemessenen Breite Γ von

$$(V.7) \quad \frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \approx \frac{\sqrt{3\pi\Gamma}}{\sqrt{4I}}$$

Die Streuung der beobachteten Breiten ist mit dem Fehler $\Delta\Gamma$ verträglich, der vom endlichen Meßintervall herrührt. Daher wird angenommen, daß die beobachteten Fluktuationen unabhängig von der Anregungsenergie im Ausgangskanal vom gleichen Reaktionsmechanismus herrühren. Es wird daher für die folgende Behandlung das Mittel der beobachteten Breiten in der vollständig gedämpften Komponente (Γ^{obs} in Tab.V.1) für $Z=6$ ($-10 \text{ MeV} > Q > -18 \text{ MeV}$) und für $Z=8$ ($-10.5 \text{ MeV} > Q > -16.5 \text{ MeV}$) betrachtet.

Nach der Korrektur auf die endliche Datenmenge nach Gl.V.6 (Γ^{FRD} in Tab.V.1, "FRD" = finite range of data) muß die Korrektur angebracht werden, die berücksichtigt, daß - bedingt durch die endliche Targetdicke und damit Energieauflösung ΔE - eine zu große Breite aus den Autokorrelationsfunktionen folgt. Im Fall $\Delta E < \Gamma$ gilt (HAL67):

$$(V.8) \quad \frac{\Gamma^{\text{obs}}}{\Gamma} \approx 1 + \frac{1}{4} \cdot \frac{(\Delta E)^2}{\Gamma^2}$$

Die so erhaltene Breite Γ^{exp} ist nur dann die gesuchte Breite des Zwischenkernzustands, wenn es in der Anregungsfunktion neben den Fluktuationen nur Grobstrukturen gibt, deren Breite sehr viel größer ist (ca. das zwanzigfache (PAP64)) als die der Fluktuationen. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, was in der Praxis meistens der Fall ist, bleiben nach der Trendkorrektur die Fluktuationen nicht vollständig erhalten und werden die Grobstrukturen durch die Trendkorrektur nicht perfekt eliminiert (PAP64, SHA74).

Der Einfluß der Breite des Mittelungsintervalls auf das Ergebnis wurde mithilfe synthetischer Anregungsfunktionen bekannter Korrelationsbreiten in Ref. (SHA74) für einen ähnlichen Fall untersucht. Die Korrektur hängt entscheidend davon ab, wie hoch der Anteil an Grobstrukturen ist, der den Fluktuationen überlagert ist.

Um das untersuchte System besser einordnen zu können, wurden Autokorrelationsfunktionen über einen weiten Bereich von Mittelungsintervallen ($\delta = 0.7 \text{ MeV}$ bis 2 MeV) berechnet. Die daraus gewonnenen Breiten wurden nach Ref. (SHA74) korrigiert unter verschiedenen Annahmen:

1. Der Anregungsfunktion ist keine Grobstruktur überlagert (Γ ohne in Tab.V.1).

2. Der Anregungsfunktion ist soviel Grobstruktur überlagert, daß die Korrektur auf Grobstruktur gerade halb so groß ist wie in Ref. (SHA74) angegeben. Ein Vergleich mit den Daten zeigt, daß diese Annahme eine Abschätzung nach oben ist (Γ mit in Tab.V.1).

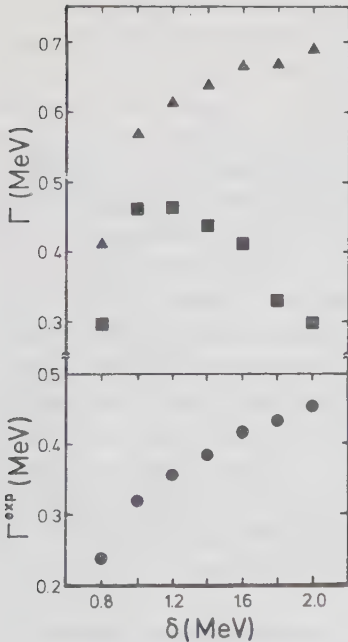


Abb.V.7: Kohärenzbreite Γ in Abhängigkeit von der Breite δ der Gewichtsfunktion

Im unteren Bild ist die beobachtete, auf die endliche Datenmenge und Targetdicke korrigierte Breite Γ^{exp} der Autokorrelationsfunktion im Q -Wertfenster um -8 MeV dargestellt. Darüber sind die Breiten eingetragen, die sich nach der Korrektur nach (SHA74) unter der Annahme ergeben, daß der Anregungsfunktion soviel Grobstruktur überlagert ist, daß die Korrektur gerade halb so groß wie in (SHA74) ist, (■) bzw. daß ihr keine Grobstruktur überlagert ist (▲).

Die so erhaltenen Breiten Γ gegen die Breite δ des Mittelungsintervalls aufgetragen ergeben folgendes Bild: Ist die Korrektur auf Grobstrukturen zu groß, wird die Breite Γ mit zunehmendem δ kleiner, ist sie zu klein, wächst Γ mit δ an. Nur für die richtige Korrektur ergibt sich unabhängig von δ ein festes Γ (Abb.V.7). Im Prinzip müßte die richtige Korrektur auf diese Weise bestimmt werden können. Dem sind aber aufgrund der Streuung der Breiten Γ Grenzen gesetzt. Wie Abb.V.7 zeigt, liegt die wahre Korrektur im Bereich $\delta > 1$ MeV zwischen diesen beiden Extremen. In Tabelle V.1 sind daher

die Werte, die sich unter den beiden Annahmen ergeben, getrennt angegeben. Als Ergebnis wird das Mittel aus diesen beiden Zahlen angegeben.

Tab.V.1: Breiten (in keV)

Z	Γ_{obs}	Γ_{FRD}	Γ_{exp}	Γ_{mit}	Γ_{ohne}
6	317	359	292	372	504
8	259	287	(175)	(155)	(241)

Für den Kanal $Z=6$ ergibt sich ein Wert von (440 ± 100) keV. Der Fehler setzt sich zusammen aus dem Fehler vom endlichen Meßbereich (50 keV) und dem Fehler der Korrektur auf das Mittelungsintervall, der durch Variation der Breiten zu 80 keV abgeschätzt wurde. Im Fall des $Z=8$ - Kanals findet man eine Breite, die kleiner als die experimentelle Auflösung ist. Die Korrektur auf die endliche Datenmenge liefert einen Wert, der ungefähr so groß wie die Energieunschärfe durch das Target (280 keV) ist. Der Ausdruck für die Korrektur auf die Targetdicke ist dann nicht mehr anwendbar. Es kann daher hier nur die Aussage gemacht werden, daß sich eine kleinere Breite als 300 keV ergibt. Zusammen mit dem Ergebnis des "Peakcounting" (s. unten) läßt sich allerdings eine Breite von (300 ± 100) keV angeben.

Das Ergebnis der Breitenmessung leidet etwas darunter, daß die erhaltenen Breiten sehr in der Nähe der Energieauflösung sind. Die Q-gemittelten, normierten Autokorrelationsfunktionen $\langle C(\varepsilon)/C(0) \rangle_Q$ (Abb.V.8) zeigen aber deutlich, daß die verschiedenen Ausgangskanäle sehr unterschiedliche Breiten haben. Sie belegen, daß die Messung für Breiten größer als 300 keV empfindlich ist.

Eine andere Möglichkeit, auf unabhängige Weise zu Werten für die Breite zu kommen, bietet das sogenannte "Peakcounting", das Abzählen der Maxima in der ursprünglichen Anregungsfunktion. Der mittlere Abstand zweier Maxima beträgt im Idealfall zweimal die Breite. Real muß der Einfluß der

Energieauflösung, des Abstands zwischen zwei Meßpunkten und der Anzahl der offenen Kanäle auf die Breite berücksichtigt werden. In (VAN66) wurden diese Effekte genau studiert. Die Breite Γ ergibt sich als:

$$(V.9) \quad \Gamma = 0.5 b_N / K$$

wobei K die mittlere Anzahl der Maxima pro Energieeinheit ist und b_N ein Faktor, der die oben erwähnten Effekte berücksichtigt. Mit den in (VAN66) angegebenen Werten für b_N , die für unseren Fall zwischen 0.74 und 0.57 liegen, ergibt sich im $Z=6$ -Kanal eine Breite von (510 ± 90) keV, im $Z=8$ -Kanal von (360 ± 70) keV und im $Z=7$ -Kanal eine Breite kleiner als 280 keV. Die Ergebnisse der beiden Methoden stimmen sehr gut überein.

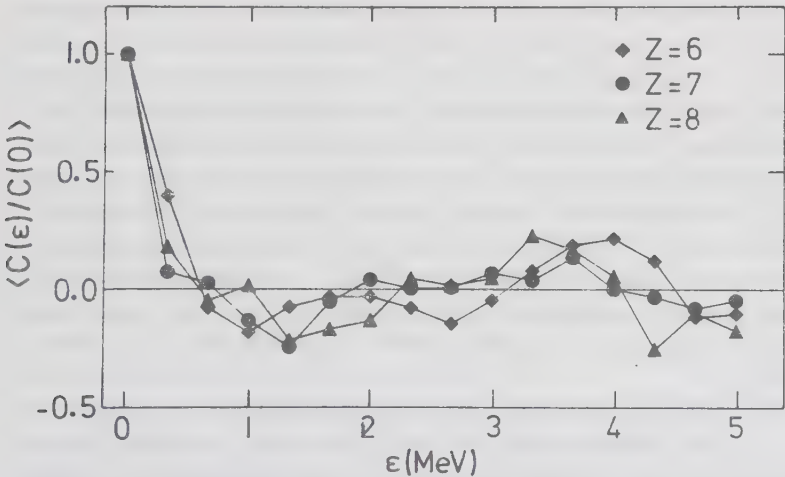


Abb.V.8: Q -gemittelte, normierte Autokorrelationsfunktionen $\langle C(\epsilon)/C(0) \rangle_Q$ für $Z=6$ ($\diamond$), $Z=7$ ($\bullet$) und $Z=8$ ($\blacktriangle$)

Gemittelt wurde über denselben Q -Wertbereich wie bei der Breitenbestimmung. Für die Trendkorrektur wurde $\delta=1$ MeV verwendet.

V.4 Interpretation der intermediären Breite

Die gemessene Zerfallsbreite des $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ - Doppelkerns läßt sich mit der Erwartung für verschiedene Reaktionstypen vergleichen. Für den Compoundkern läßt sich die Breite mithilfe einer semiempirischen Formel (SHA74) abschätzen:

$$(V.10) \quad \Gamma = 14 \cdot \exp(-4.69 \sqrt{A/E_x})$$

A : Massenzahl

E_x : Anregungsenergie im Compoundkern

Der aus $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ gebildete Compoundkern ^{36}Ar war je nach Einschußenergie zwischen 46.3 MeV und 54.3 MeV angeregt. Damit würde man nach Gl.V.10 Breiten zwischen 220 keV und 310 keV erwarten. Diese Formel wurde durch Anpassung an gemessene Breiten gewonnen, die in Reaktionen mit meist kleinem Eingangsdrehimpuls bestimmt wurden. Der hier untersuchte Doppelkern wird aber mit Eingangsdrehimpulsen um 20 $\hbar$ gebildet, so daß bei der Abschätzung der Compoundkernbreite die Spinabhängigkeit mitberücksichtigt werden muß. Man erhält dann mithilfe (EBE69) Werte von 60 keV bis 110 keV. Dieses Ergebnis darf nur als ganz grobe Abschätzung angesehen werden, da der Compoundkern ^{36}Ar in der Nahe der Yrastlinie gebildet wird, wo die Niveaudichte nicht sehr hoch ist, was bei der Herleitung der Formel in (EBE69) vorausgesetzt wird.

Die Abweichung der gemessenen Breite für $Z=6$ und $Z=8$ von gerechneten Compoundkernbreiten paßt gut in das Bild, das sich aus anderen Eigenschaften von dem Doppelkern ergibt. Die verstärkte Beobachtung von $N=Z$ -Ausgangskanälen und von Zuständen natürlicher Parität in der inelastischen Streuung läßt sich in einem Compoundkernbild nicht verstehen. Die starke Eingangskanalabhängigkeit, die in den Systemen $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ und $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ für Orbitingprozesse beobachtet wurde (RAY85), spricht ebenfalls gegen eine Identität des Zwischensystems mit dem Compoundkern.

Wenn die Reaktion über Potentialtopfresonanzen im Eingangskanal abläuft, erwartet man Breiten von einigen MeV, wobei die Strukturen in den verschiedenen Ausgangskanälen korreliert sein müssen. Dabei entspricht die Breite der Differenz der Rotationsenergien für benachbarte oder übernächste Partialwellen.

Ein solcher Mechanismus ist möglicherweise der Ursprung der beobachteten Grobstrukturen, die allerdings nur schwach über die einzelnen Kanäle korreliert sind. Der Abstand zweier Grobstrukturen entspricht 3 MeV bis 4 MeV, was etwa der Differenz der Rotationsenergien von einer Partialwelle zur übernächsten entspricht.

Aus der gemessenen Breite von 440 keV läßt sich über die Unschärferelation eine Lebensdauer von $1.5 \cdot 10^{-21}$ s für den intermediären Doppelkern errechnen. Diese Zeit läßt sich klassisch in einen Drehwinkel umrechnen. Je nach Annahme über den Abstand der Kerne im Doppelkern ergibt sich ein Drehwinkel von $200^\circ - 300^\circ$.

Die kleinere Breite im Z=7- Kanal, für die dieses Experiment nur eine obere Grenze von 300 keV lieferte, deutet darauf hin, daß dieser schwache Kanal anderen Ursprungs ist als der starke Z=6- Kanal. Schon bei der Wiedergabe der Austrittsenergien (Kap. III.2) zeigte sich, daß die schwachen Kanäle aus Prozessen mit sehr viel kleineren Eingangsdrehimpulsen bevölkert werden. Es ist interessant, daß in demjenigen Kanal, in dem kein Massentransfer stattfindet, die kürzeste Reaktionszeit gefunden wird.

Fluktuationen waren bisher nur für die elastische Streuung und die inelastische Streuung in die ersten angeregten Zustände in dem vorliegenden und in ähnlichen Systemen bekannt (BAR79, FOR79, MER82). Die hier diskutierte Messung zeigt, daß dieses Phänomen auch in dem Anregungsenergiebereich beobachtet wird, in dem der Hauptteil des Wirkungsquerschnitts gemessen wird. Es liegt deshalb nahe, anzunehmen, daß alle Prozesse über eine ähnliche intermediäre Konfiguration verlaufen.

VI. Zusammenfassender Vergleich von Umlaufreaktionen mit tiefinelastischen Reaktionen und Molekülresonanzen

In vielerlei Hinsicht können Umlaufreaktionen als Extrem tiefinelastischer Reaktionen angesehen werden.

Die Winkelverteilungen $d\sigma/d\theta$ tiefinelastischer Reaktionen bei einer Einschußenergie, die dem dreifachen der Coulombbarriere entspricht, zeigen mit abnehmender Masse der Target- Projektilkombination einen flacher werdenden Anstieg zu Vorwärtswinkeln hin und einen größer werdenden isotropen Anteil. Dies bedeutet im klassischen Bild, daß der mittlere (negative) Streuwinkel anwächst.

Im Laufe der Reaktion kommt es in Orbitingprozessen wie in tiefinelastischen Reaktionen zu vollständiger Dämpfung der Energie. Die kinetische Energie des Systems im Eingangskanal wird in Anregung der Fragmente umgewandelt bis auf den Betrag, der zur Trennung des Systems nötig ist. Im Ausgangskanal entspricht die kinetische Energie daher der Höhe der Wechselwirkungsbarriere im rotierenden System.

Der Eingangsdrehimpuls verteilt sich auf Relativbewegung und Fragmentspin nach der Bedingung für starre Rotation. Intermediär bildet sich ein starr rotierender Doppelkern.

Die Zunahme von Umlaufprozessen in ^{12}C - oder ^{16}O - induzierten Reaktionen mit abnehmender Targetmasse ist aufgrund folgender Tendenzen des Kernpotentials und der Reibung verständlich:

1. Je leichter das betrachtete System ist, um so schwächer wird die Coulombabstoßung. Die Wechselwirkungsbarriere liegt für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ bei einem Abstand der scharfen Kernoberflächen von 3.4 fm, während sie für $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ bei 2.9 fm liegt. (Als Kernpotential wurde für diese Abschätzung das in Kap.III eingeführte Potential aus Ref.BAS77 verwendet.) Wenn also die Radialbewegung bei einer bestimmten Nukleonendichte an der Oberfläche gestoppt wird, so liegt dieser Umkehrpunkt bei dem leichteren System tiefer im Bereich des attraktiven Potentials.

2. Demgegenüber nimmt die Rotationsenergie zu den leichten Systemen hin stark zu. In Kap.III wurde gezeigt, daß die Bedingung für starre Rotation und die klassische Energiebilanz in $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ in die Nähe der Yrastlinie führen. Trotz starker Durchdringung der Kernmaterie rotieren die Fragmente in leichten Systemen fast "kalt". Der Gewinn an innerer Energie durch "Reibung" ist sehr gering, da im wesentlichen nur Rotationsenergie ausgetauscht wird. Das führt zu einer Abnahme der radialen Reibung, d.h. zu tieferer Durchdringung der Oberflächen.

3. In tiefinelastischen Prozessen schwererer Systeme beobachtet man eine Drift des Systems zur Massenasymmetrie. Der stärkste Ausgangskanal in ^{16}O - induzierten Reaktionen an ^{48}Ti und ^{58}Ni ist derjenige mit $Z=6$. In $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ hingegen beobachten wir eine leichte Drift zur Massensymmetrie. Das mittlere Z des Ausgangskanals liegt in unserem Energiebereich zwischen 6.7 und 6.9. Das Zusammenspiel von Coulombpotential und Rotationsenergie in leichten Systemen führt dazu, daß die Ausgangskanalkonfiguration von der Fusion wegstrebt und Orbitingprozesse wahrscheinlicher werden.

Diese Überlegungen lassen es möglich erscheinen, daß Orbitingprozesse in ^{12}C - und ^{16}O - induzierten Reaktionen an schwereren Targets bei sehr viel höheren Energien, bei denen die Rotationsenergie ein Gegengewicht zum Coulombpotential darstellt, an Bedeutung gewinnen. Doch ist zu berücksichtigen, daß oberhalb von Einschußenergien um 10 MeV pro Nukleon Aufbruchprozesse stark zunehmen.

In sehr schweren Systemen (z.B. $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$) kennt man die Reaktionskomponente der "schnellen Spaltung", die Mehrfachumläufen ohne Fusion zugeschrieben wird (BRO81, SCH85). Wegen der hohen Drehimpulse begünstigt auch in diesen Fällen das Gesamtpotential im rotierenden System die symmetrischen Ausgangskanäle.

Die besondere Eigenart, durch die sich die Umlaufreaktionen in leichten Systemen von allen anderen Arten von tiefinelastischen Schwerionenstößen unterscheiden und durch die sie den Übergang zu den Molekülresonanzen herstellen, liegt im Auftreten von Kernstruktureffekten:

1. Da die Reaktion in ein Gebiet niedriger Niveaudichte führt, werden in den Q-Wertspektren Strukturen bis zu hohen Anregungsenergien beobachtet. Im Stoß wird nur wenig Energie in innere Anregungsenergie verwandelt. Daher rotieren die Fragmente fast "kalt" in der Nähe der Yrastlinie. Es werden also bevorzugt Zustände hohen Spins bevölkert.

2. Es wird eine gute Ausrichtung des Spins beobachtet. Abweichungen von der vollständigen Ausrichtung können hier nicht wie in schweren Systemen als Thermalisierung gedeutet werden, sondern müssen als Kernstruktureffekt verstanden werden. Als besonders stabil stellt sich diejenige Konfiguration des Doppelkerns heraus, in der sich die kollektive Rotation des Zustands in der Ebene der Relativbewegung ausrichtet, wie die Abhängigkeit von der K-Quantenzahl zeigt.

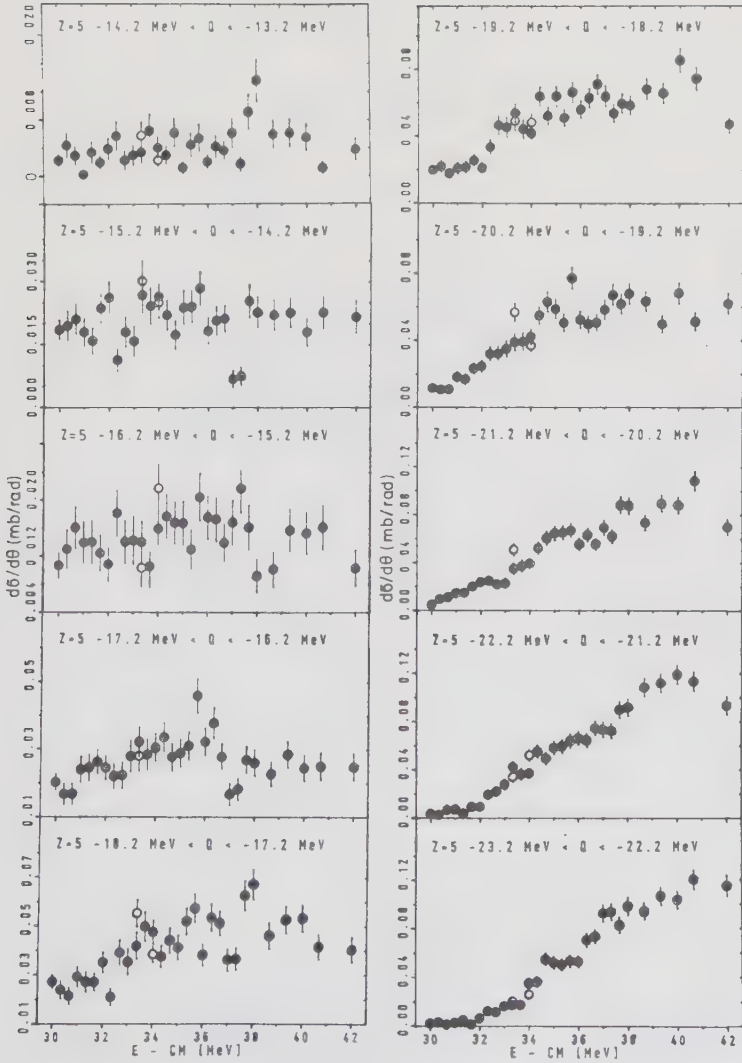
Reaktionszeiten für tiefinelastische Reaktionen in schweren Systemen wurden unter der Annahme klassischer Ablenkfunktionen bestimmt (SCH77). In solchen Fällen sind wahrscheinlich wegen der hohen Anzahl der Zustände in jedem Q-Fenster keine Fluktuationen in den Anregungsfunktionen beobachtbar. Dagegen können in Umlaufreaktionen leichter Systeme, wegen der selektiven Bevölkering von Hochspinzuständen niedriger Niveaudichte, auf quantenmechanische Weise Lebensdauern aus den fluktuierenden Anregungsfunktionen gewonnen werden, wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt wurde. Damit ist eine Verbindung zu den Resonanzen in den Anregungsfunktionen der tiefsten, wenig angeregten, isoliert liegenden Zustände hergestellt, wie sie für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ und ähnliche Systeme seit langem bekannt sind (BAR79, FOR79, MER82). Natürlich sind die Strukturen in den Anregungsfunktionen einzelner Zustände ausgeprägter als bei der Summation über mehrere Zustände. Ein Unterschied besteht möglicherweise darin, daß hier in der gedämpften Reaktionskomponente keine Korrelationen in den Fluktuationen der verschiedenen Ausgangskanäle festgestellt werden können, wie sie für die Resonanzen in noch leichteren Systemen (z.B. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$) charakteristisch sind und für die elastische und einfach inelastische Streuung im gegenwärtigen und ähnlichen Systemen diskutiert wurden (BAR79, FOR79).

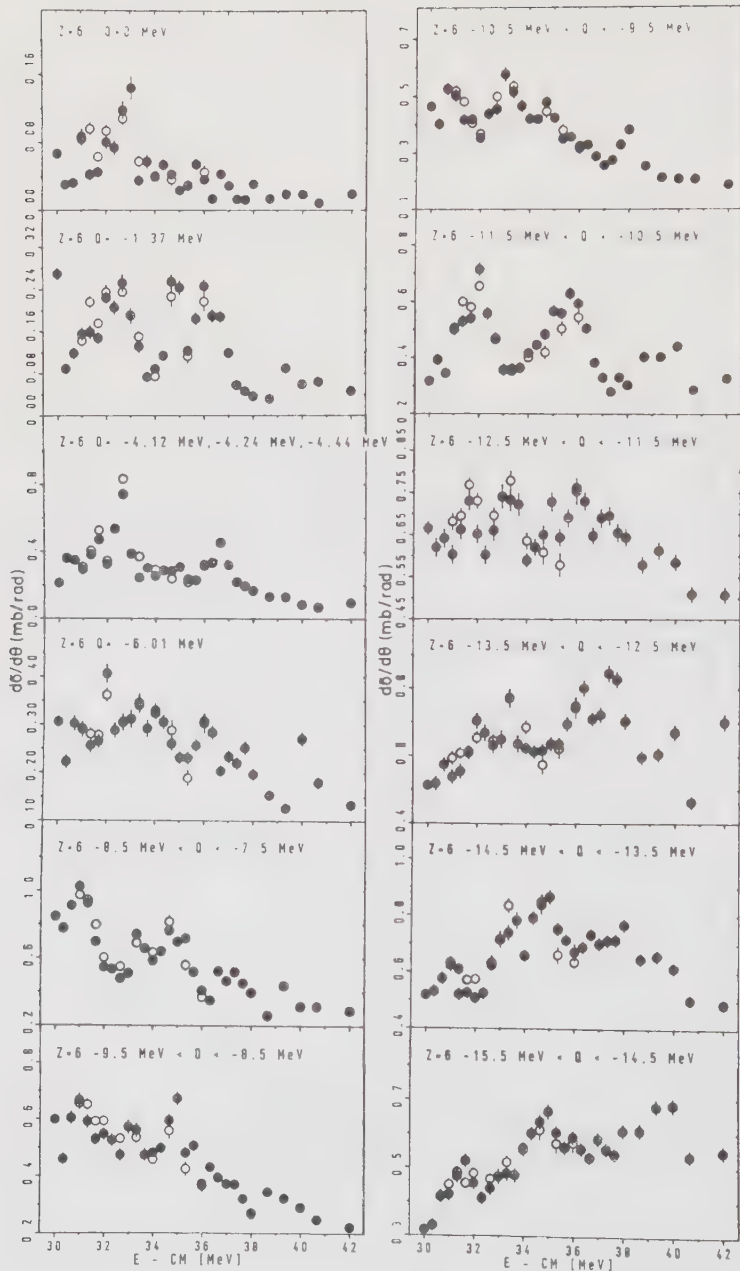
Zur Erklärung der Resonanzphänomene in der elastischen oder wenig inelastischen Streuung wurde vorgeschlagen, daß diese Reaktionen über stark deformierte Formisomere des kombinierten Systems ablaufen (BET84). Rechnungen im Nilsson-Schalenmodell (LEA75) sagen für Kerne in der (sd) Schale, wie z.B. ^{36}Ar , solche formisomeren, quasi-stabilen Konfigurationen voraus, die strukturell einem Doppelkern ähnlich sind. Da diese Untersuchung zeigt, daß die gedämpften Reaktionen sich bezüglich Lebensdauer und Spinausrichtung kaum von den wenig inelastischen Prozessen unterscheiden, liegt die Vermutung nahe, daß die gesamte Rückwärtswinkelstreuung über ähnliche intermediäre Konfigurationen verläuft. Deren strukturelle Verwandtschaft mit dem starr rotierenden Doppelkern wird dadurch bekräftigt, daß das Maximum des Wirkungsquerschnitts für Rückwärtswinkelstreuung bei den vollständig gedämpften Stößen liegt. Die Umlaufreaktionen können also zwischen den Resonanzen leichter Systeme und den tiefinelastischen Reaktionen in schweren Systemen angesiedelt werden.

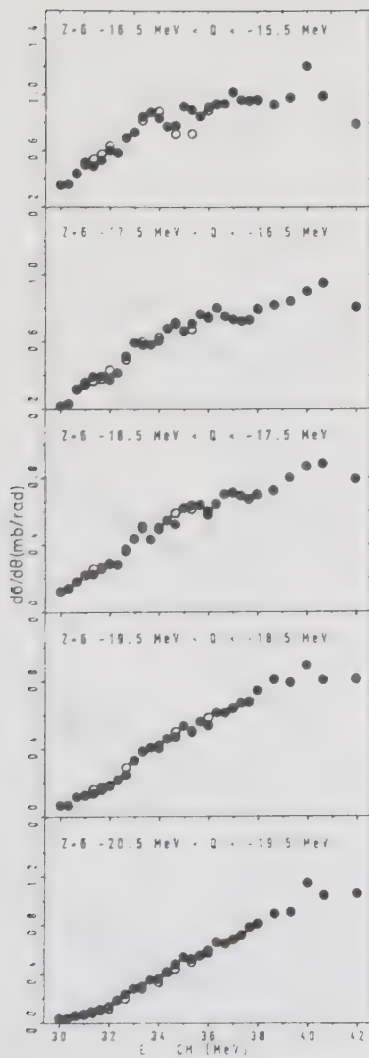
Anhang I

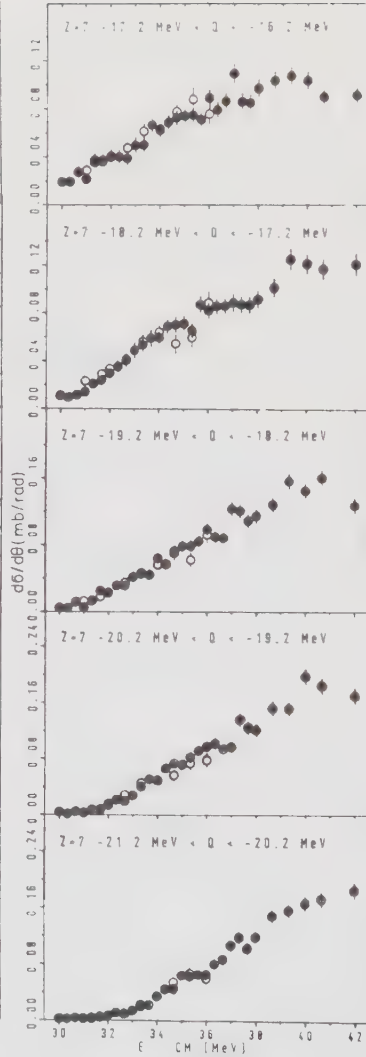
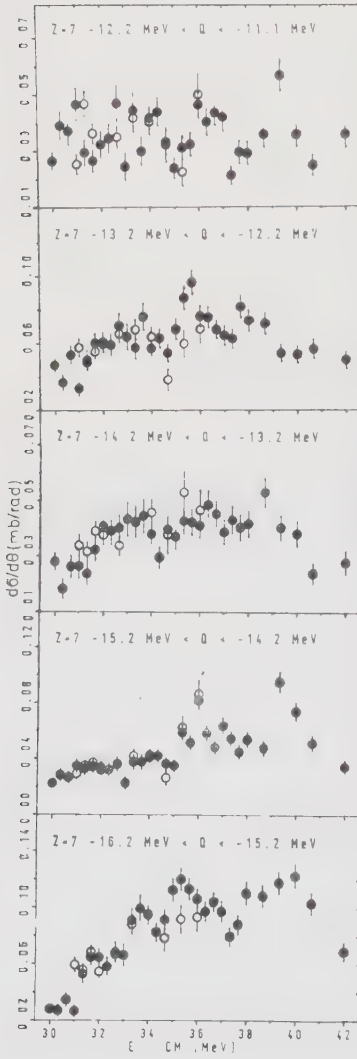
Anregungsfunktionen für die Ausgangskanäle mit $Z=5-9$, die in Kapitel V diskutiert werden.

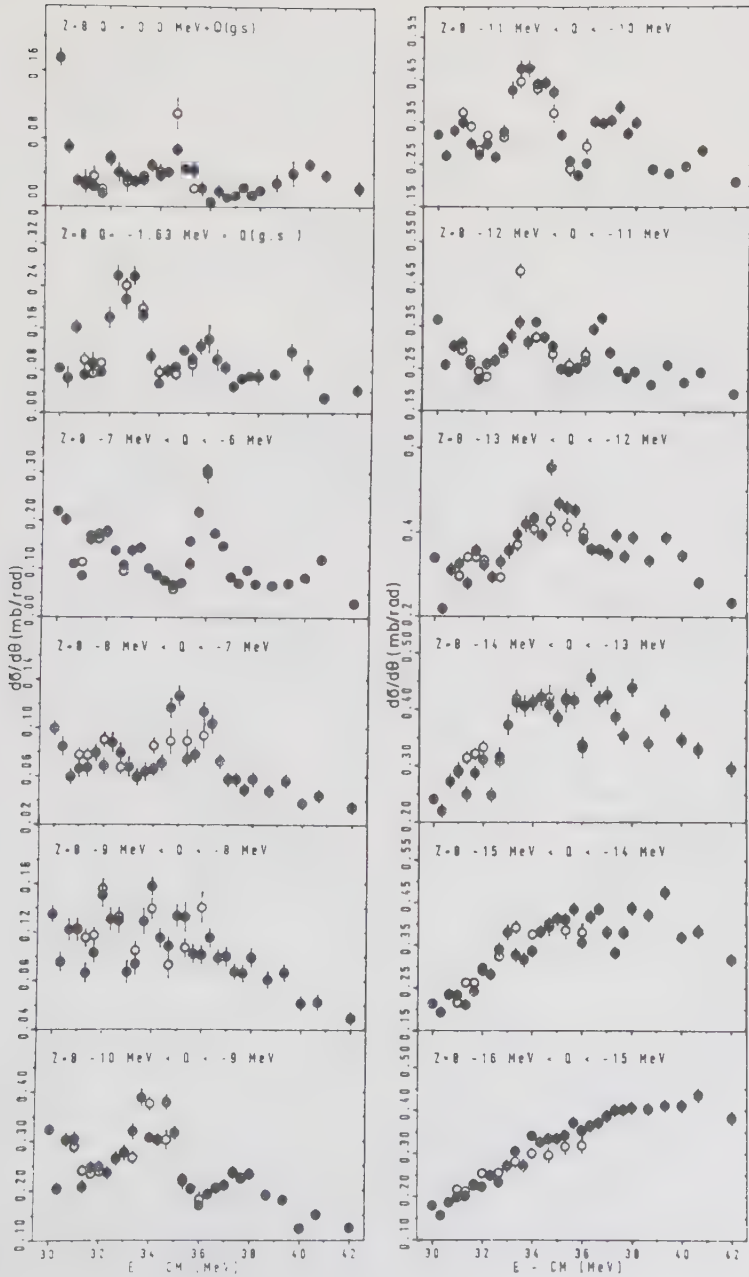
Als offene Kreise sind die nachgemessenen Werte dargestellt. Zur Fluktuationsanalyse wurden nur die als geschlossene Punkte dargestellten Werte zwischen 30 MeV und 38 MeV verwendet.

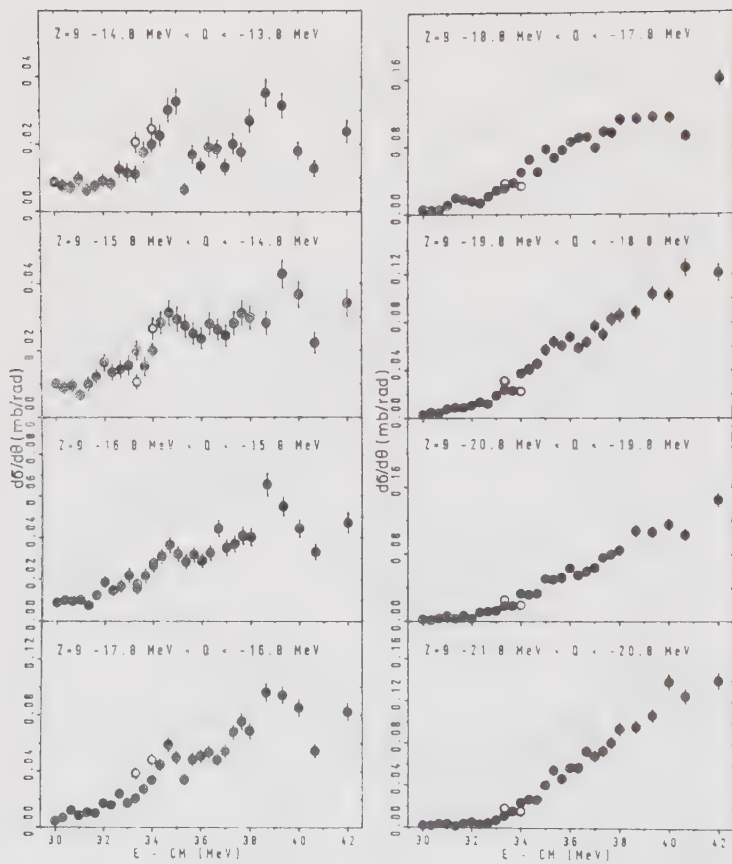








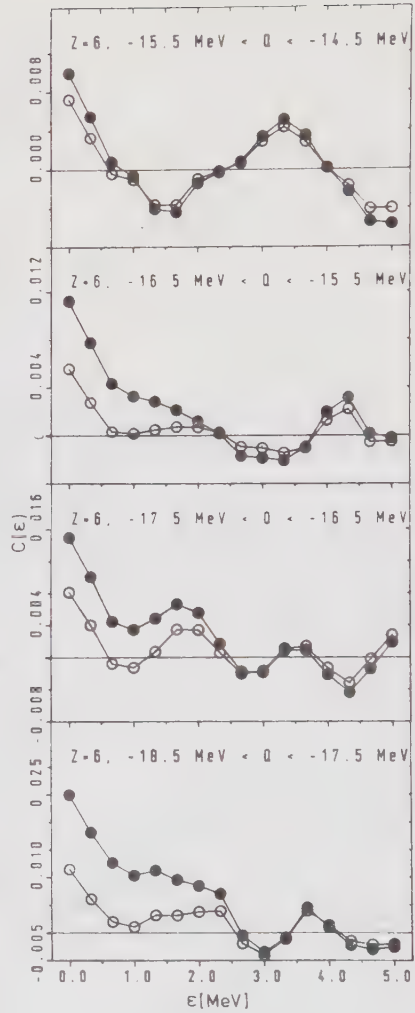
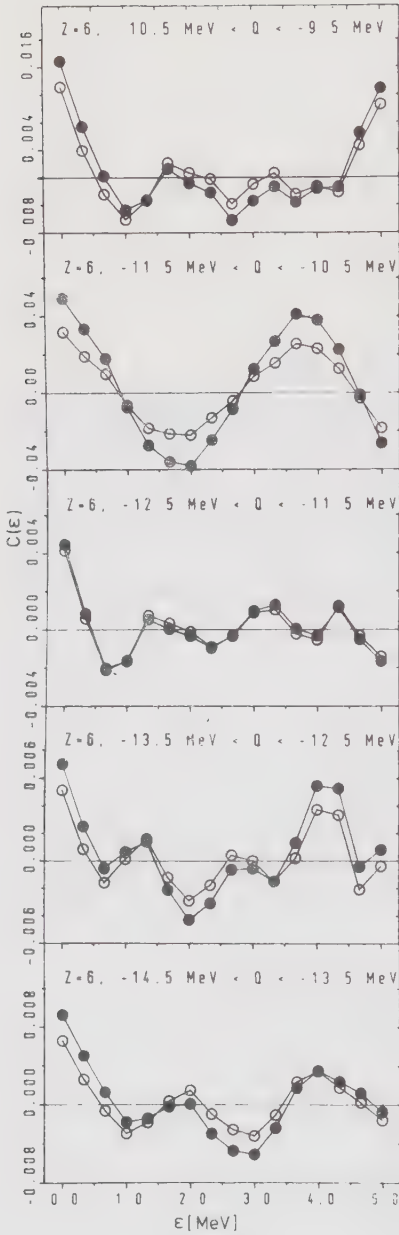


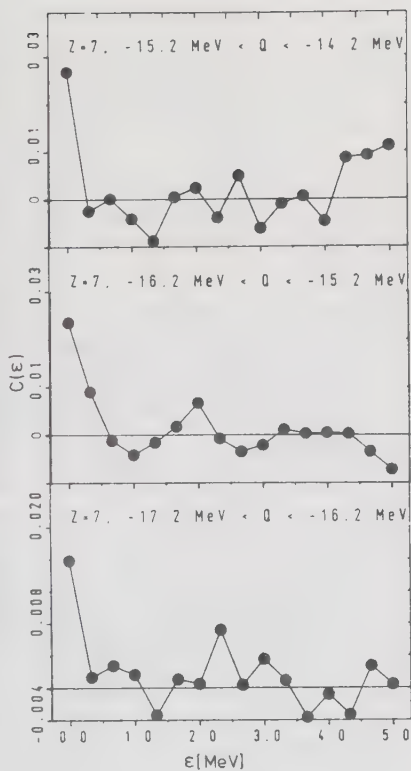
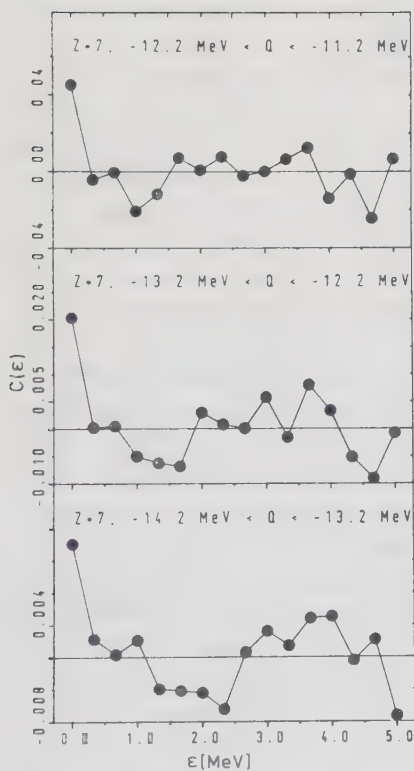


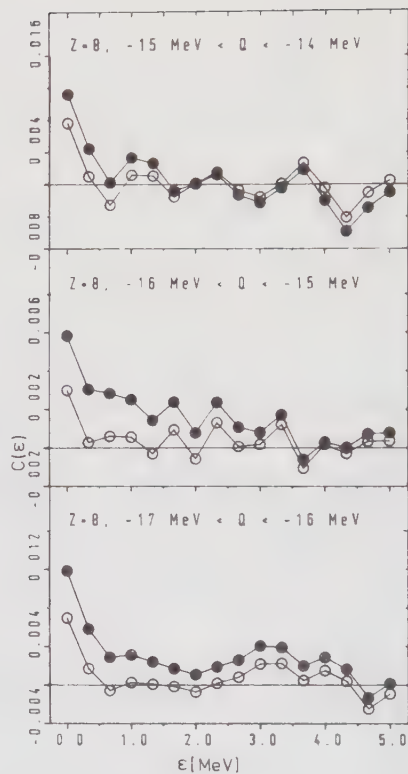
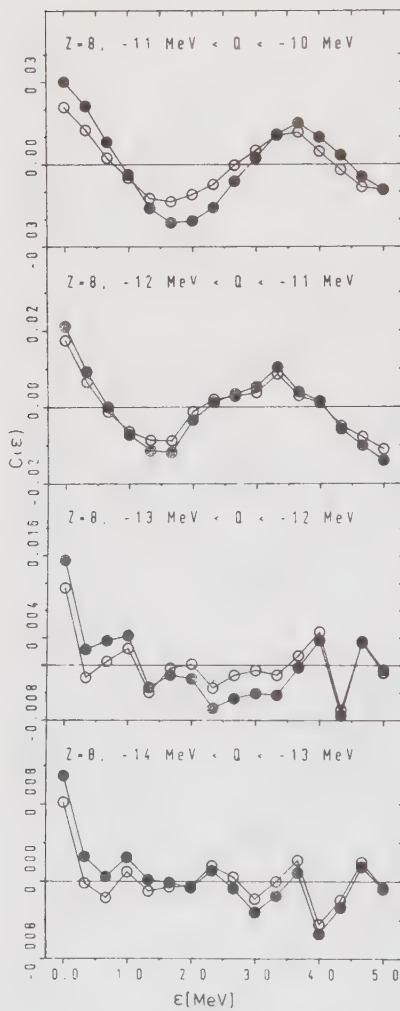
Anhang II

Autokorrelationsfunktionen für die Ausgangskanäle mit $Z=6-8$, die zur Breitenbestimmung in Kapitel V verwendet wurden.

Für den $Z=6$ und $Z=8$ Kanal wurde die Trendkorrektur für $\delta = 1$ MeV ($\bigcirc$) und $\delta = 1.5$ MeV ($\bullet$) durchgeführt. Für den $Z=7$ Kanal wurde die Trendkorrektur für $\delta = 1$ MeV durchgeführt ($\bullet$).







Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

<u>Abb.</u>	<u>Kurztitel</u>	<u>Seite</u>
I.1	a. Schematische Darstellung einer Umlaufreaktion	2
	b. Gemessene Winkelverteilung $d\sigma/d\theta$ von $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	2
I.2	Q-Wertspektrum für den Z=6 Ausgangskanal	3
I.3	$E_x - I$ Diagramme für 102 MeV $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ und 100 MeV $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$	4
II.1	Inverse Kinematik	7
II.2	Teilchenteleskop	10
II.3	γ - Energiespektrum koinzident zu Ejektilen mit Z=6	11
II.4	Blockschaltbild der Elektronik	13
II.5	$\Delta E - E_R$ - Matrix bei 126 MeV Einschußenergie	18
II.6	Ort - E_R - Matrix für Z=6	19
III.1	Q-Wertspektren für die Ausgangskanäle mit Z=5-9 bei 107 MeV $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	25
III.2	$E_x - I$ - Diagramm für $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$	30
III.3	$E_x - I$ - Diagramm für $^{18}\text{F} + ^{18}\text{F}$	34
III.4	Q-Wertspektren für den Z=6- Kanal bei Schwerpunktsenergien von 42 MeV, 38 MeV, 34 MeV und 30 MeV	35
III.5	Q-Wertspektrum im Z=6- Kanal bei 114 MeV	37
III.6	Die optimalen Austrittsenergien der Ejektile als Funktion der Einschußenergie	38
III.7	Wechselwirkungspotentiale im rotierenden System	43
IV.1	Geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit für die verschiedenen $ m $ - Komponenten eines Quadrupol γ - Zerfalls in Abhängigkeit vom halben Öffnungswinkel $\theta_{\max}$ des γ - Detektors	47
IV.2	Schematischer Aufbau zur γ - Anisotropiemessung	51
IV.3	Z=6- Teilchenspektrum aus der γ - Winkelkorrelationsmessung	52

IV.4	Zusammenhang zwischen Anisotropie und Alignment	57
IV.5	Alignmentergebnisse im Z=6- Kanal	60
IV.6	Kernstruktur im ^{24}Mg	61
V.1	Anregungsfunktionen im Z=6- Kanal	65
V.2	Q-integrierte Anregungsfunktionen für die Kanäle mit Z=5-9	66
V.3	Integrierte Anregungsfunktion im Vergleich mit Fusionsquerschnitten	67
V.4	Schematisches Bild zum Zustandekommen korrelierter Wirkungsquerschnitte in gedämpften Reaktionen	71
V.5	Trendkorrigierte Anregungsfunktionen	74
V.6	Autokorrelationsfunktionen im Z=6- und Z=8-Ausgangskanal	75
V.7	Kohärenzbreite Γ in Abhängigkeit von der Breite δ der Gewichtsfunktion	77
V.8	Q-gemittelte, normierte Autokorrelationsfunktionen	79

<u>Tab.</u>	<u>Kurztitel</u>	<u>Seite</u>
II.1	Überblick über die Experimente	8
III.1	Übersicht über die beobachteten Ausgangskanäle	28
IV.1	Geometrische Nachweiswahrscheinlichkeiten $W_{ m }$ bei den NaJ-Öffnungswinkeln des Experiments	49
IV.2	Berechnete, intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeiten $\varepsilon_{ m }$ bei den NaJ-Öffnungswinkeln des Experiments	49
IV.3	γ -Multiplizitäten im Z=6- Kanal	56
IV.4	Ergebnisse der Alignmentauswertung	59
V.1	Breiten	78

Literaturverzeichnis

- AUS70 N.Austern, "Direct Reaction Theories", (J.Wiley and Sons, New York, 1970), S.99
- BAR79 J.Barrette et al., Phys.Rev.C20(1979)1759
- BAS74 R.Bass, Nucl.Phys.A231(1974)45
- BAS77 R.Bass, Phys.Rev.Lett.39(1977)265
- BEL74 M.Belluscio et al., Nucl.Inst.Meth.118(1974)553
- BET84 R.R.Betts, Comm.Nucl.Part.Phys.13(1984)61
- BLI57 R.J.Blin-Stoyle und M.A.Grace, in Handbuch der Physik, ed. S.Flügge, Band 42(1957)555
- BOH59 A.Bohr, Nucl.Phys.10(1959)486
- BRA82 P.Braun-Munzinger und J.Barrette, Phys.Rep.87
(1982)209
- BRO81 B.Broderie et al., Z.Physik A299(1981)263
- COR82 T.M.Cormier, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.32(1982)271
- DAN82 K.Daneshvar et al., Phys.Rev.C25(1982)1342
- DAV76 K.T.R.Davies und J.R.Nix, Phys.Rev.C14(1976)1977
- DÜN84 W.Dünnweber, in "Nuclear Structure and Heavy Ion Dynamics", Proc.Int.School of Physics Enrico Fermi, (ed. L.G.Moretto and R.A.Ricci, North Holland, Amsterdam, 1984), S.389
- EBE69 K.A.Eberhard et al., Nucl.Phys.A125(1969)673
- EID62 W.W.Eidson und J.G.Cramer jr., Phys.Rev.Lett.9
(1962)497
- ERI60 T.Ericson, Phys.Rev.Lett.9(1960)430
- ERI63 T.Ericson, Ann.Phys.23(1963)390
- ERI66 T.Ericson und T.Mayer-Kuckuk, Ann.Rev.Nucl.Sci.
16(1966)183
- FIF73 L.K.Fifield et al., Phys.Rev.C8(1973)2217
- FOR79 J.L.C.Ford jr. et al., Phys.Lett.89B(1979)48
- GLA82 A.Glaesner, Diplomarbeit Universität München 1982
- GLA83 A.Glaesner et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Vol.1, Florence 1983, ed. P.Biasi and R.A.Ricci, S.637
- GOB79 A.Gobbi und D.A.Bromley, in "Heavy Ion Collisions", Vol.1, (ed. R.Bock, North Holland, Amsterdam, 1979), S.485
- GOB80 A.Gobbi und W.Nörenberg, in "Heavy Ion Collisions",

- Vol.2, (ed. R.Bock, North Holland, Amsterdam, 1980), S.127
- HAL67 M.L.Halbert et al., Phys.Rev.162(1967)899
- KON85 D.Konnerth, Dissertation Universität München 1985
D.Konnerth et al., Phys.Rev.Lett.55(1985)588
- KOP77 R.Kopp, Diplomarbeit Universität München 1977
- LEA75 G.Leander und S.E.Larsson, Nucl.Phys.A239(1975)93
- LED78 C.M.Lederer et al., "Table of Isotopes", (7th ed., J.Wiley and Sons, New York, 1978)
- LUM78 A.H.Lumpkin et al., Phys.Rev.Lett.402(1978)104
- MER81 M.C.Mermaz et al., Phys.Rev.C24(1981)1512
- MER82 M.C.Mermaz et al., Phys.Rev.C25(1982)2815
- MOR84 L.G.Moretto und G.J.Wozniak, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci 34(1984)189
- NOR70 L.C.Northcliffe und F.R.Shilling, Nucl.Data Tables A7(1970)233
- NOV78 R.Novotny et al., Nucl.Phys.A294(1978)255
- PAP64 G.Pappalardo, Phys.Lett.13(1964)320
- POF83 N.Poffé et al., Nucl.Phys.A410(1983)498
- PUC79 H.Puchta et al., Phys.Rev.Lett.43(1979)623
- PUC80 H.Puchta, Dissertation Universität München 1980
- RAG81 I.Ragnarsson et al., Physica Scripta 24(1981)215
- RAY85 A.Ray et al., Phys.Rev.C31(1985)1573
- RIE74 F.Riess, Programm Angdis, Jahresbericht des Beschleunigerlabors Garching, (1974), S.212
- RIT81 R.Ritzka, Diplomarbeit Universität München 1981
- RIT85 R.Ritzka et al., Phys.Rev.C31(1985)133
- RIT86 R.Ritzka, Dissertation Universität München 1986
- ROT78 J.Rothermel, Diplomarbeit Universität München 1978
- ROW82 N.Rowley et al., Lecture Notes in Physics 156 (1982)279
- SCH77 W.U.Schröder und J.R.Huizenga, Ann.Rev.Sci.27 (1977)465
- SCH82 U.Schaefer, Diplomarbeit Universität München 1982
- SCH84 W.U.Schröder und J.R.Huizenga in "Treatise on Heavy Ion Science", Vol.2, (ed. D.A.Bromley, Plenum Press, New York, 1984), S.115
- SCH85 C.Schandera, Dissertation Universität München 1985
- SHA74 D.Shapira et al., Phys.Rev.C10(1974)1063

SHA79 D.Shapira et al., Phys.Rev.Lett.43(1979)1781
SHA80 D.Shapira et al., Phys.Rev.C21(1980)1824
SHA82a D.Shapira et al., Phys.Lett.114B(1982)111
SHA82b D.Shapira et al., Phys.Rev.C26(1982)2470
SHA84 D.Shapira et al., Phys.Rev.Lett.53(1984)1634
SZA79 A.Szanto de Toledo et al., Nucl.Phys.A315(1979)500
TRA76 W.Trautmann, Dissertation Universität München 1976
VAN66 A. van der Woude, Nucl.Phys.80(1966)14
VOL78 V.V.Volkov, Phys.Rep.44(1978)93
WEI80 H.A.Weidenmüller, Prog.Part.Nucl.Phys.3(1980)49
WEN53 J.Weneser und D.R.Hamilton, Phys.Rev.92(1953)321
WIL73 J.Wilczynski, Phys.Lett.B47(1973)484
ZEP81 D.Zeppenfeld, Diplomarbeit Universität München 1981

Diese Arbeit wurde am Lehrstuhl Prof. C. Zupančič, in der Arbeitsgruppe von Prof. W. Hering durchgeführt.

Allen, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben, möchte ich herzlich danken. Besonders danke ich Herrn Prof. W. Hering für die Möglichkeit, das Thema in seiner Arbeitsgruppe zu bearbeiten, und für seine Unterstützung im Verlauf der Arbeit. Herrn Dr. W. Dünnweber danke ich für die gute Betreuung und zahllose, hilfreiche und weiterführende Diskussionen. Allen gegenwärtigen und früheren Mitgliedern der Gruppe Hering bin ich für die gute Zusammenarbeit dankbar. Schließlich danke ich den technischen Mitarbeitern der Sektion Physik und des Beschleunigerlabors für ihren Beitrag beim mechanischen Aufbau und der Durchführung der Experimente, sowie beim Anfertigen der Abbildungen.

Lebenslauf

Ich wurde am 21. November 1958 in Bonn als Tochter des Dr.jur. Hans-Joachim Glaesner und seiner Ehefrau Annerose geb. Schreckenbach geboren. Seit März 1960 bin ich in Brüssel aufgewachsen. Ab September 1964 habe ich dort die Europaschule besucht. An dieser Schule legte ich am 10. Juli 1976 die Reifeprüfung ab. Am 20. September 1976 habe ich mich an der Ludwig Maximilians Universität München zum Physikstudium eingeschrieben. Das Studium schloß ich am 20. Juli 1982 mit dem Diplom ab. Anschließend übernahm ich eine Doktorarbeit auf dem Gebiet der experimentellen Kernphysik. Seit dem 1. Oktober 1982 bin ich als wissenschaftliche Angestellte an der Sektion Physik der Universität München beschäftigt.

